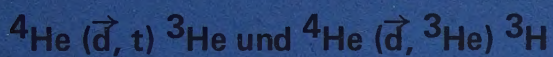


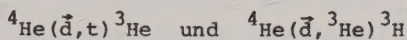
Coulombeffekte in den Spiegelreaktionen



Wolfram Dahme

1976

Coulombeffekte in den Spiegelreaktionen



Inaugural Dissertation

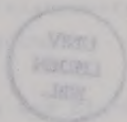
zur

Erlangung des Doktorgrades des

Fachbereichs Physik

der

Ludwig-Maximilians-Universität München



vorgelegt von

Wolfram Dahme

München

Februar 1976

1. Berichterstatter: Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout

2. Berichterstatter: Prof. Dr. M. Weigel

Tag der mündlichen Prüfung: 6. April 1976



I n h a l t

	<u>Seite</u>
Zusammenfassung	2
1. Einführung	3
2. Modellvorstellung des direkten Ein-Nukleon-Transfers	8
2.1. Ladungssymmetrie-Eigenschaften der Reaktion	8
2.2. Coulombunterschiede zwischen Neutron- und Protontransfer	10
2.3. Antisymmetrisierung der Übergangsamplitude	12
2.4. Behandlung der besonderen Spinsituation	15
3. Messung der Vektoranalysierstärken	17
3.1. Streukammer	17
3.2. Polarimeter	19
3.3. Spektrenauswertung	20
3.4. Meßergebnisse	22
4. Untersuchung des Ein-Nukleon-Transfer-Modells in DWBA-Näherung	26
4.1. Das optische Potential der elastischen $\bar{d}+{}^4\text{He}$ Streuung	26
4.2. Das optische Potential der elastischen ${}^3\overrightarrow{\text{He}}+{}^3\text{H}$ Streuung	30
4.3. Der Formfaktor	32
4.4. Diskussion der Modellrechnung	34
Literaturverzeichnis	41
Verzeichnis der Abbildungen	44

Zusammenfassung

Für die Spiegelreaktionen ${}^4\text{He}(\vec{d}, t){}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}(\vec{d}, {}^3\text{He}){}^3\text{H}$ wurde die Vektoranalysierstärke für Deuteroneneinfallsennergien 32,0 und 41,0 MeV gemessen. Abweichungen bis zu 8 % von der aus der Ladungssymmetrie vorhergesagten Gleichheit der Winkelverteilungen werden beobachtet. Ähnliche Abweichungen waren auch für den differentiellen Wirkungsquerschnitt berichtet worden. Die Energie- und Winkelabhängigkeit dieser Abweichungen werden im Rahmen eines einfachen Ein-Nukleon- $\vec{l}=0$ -Transfer Modells untersucht. Hierfür werden Parameter des optischen Modellpotentials der elastischen $\vec{d} + {}^4\text{He}$ und ${}^3\vec{\text{He}} + {}^3\text{H}$ Streuung neu bestimmt. In einer parameterfreien DWBA-Rechnung werden die beobachteten Asymmetrien als Folge des unterschiedlichen Coulombeffekts auf einen Proton- und Neutrontransferprozess interpretiert. Wegen der relativ starken Asymmetrien als Folge von Unterschieden in den Wellenfunktionen der beteiligten Systeme erscheinen diese Spiegelreaktionen als Test für realistischere mikroskopische Wellenfunktionen geeignet.

1. Einführung

Barshay und Temmer (Ba 64) machten 1964 auf Symmetrieeigenschaften der Winkelverteilungen von Kernreaktionen aufmerksam, in denen im Ein- oder Ausgangskanal Mitglieder desselben Isospinmultipletts beteiligt sind. Diese ergeben sich, falls die wirkenden Kräfte den Isospin erhalten und er durch das System eindeutig festgelegt ist. Eine Reihe von Reaktionen, die zu verschiedenen schwereren Isospindubletts führen, wurden seither untersucht: $^{14}\text{C} - ^{14}\text{N}$ (Ga 75), $^{13}\text{C} - ^{13}\text{N}$ (vO 69, vO 70), $^7\text{Li} - ^7\text{Be}$ (Fo 69, Yo 71) und $^6\text{Li} - ^6\text{He}$ (vO 73). Lediglich für die Systeme $^7\text{Li} - ^7\text{Be}$ und $^6\text{Li} - ^6\text{He}$ beobachteten Young et al. (Yo71) bzw. von Oertzen et al. (vO73) Abweichungen von der Barshay-Temmer-Symmetrie.

Starke Abweichungen wurden insbesondere für die leichtesten nicht elementaren Spiegelkerne ^3H und ^3He in der Reaktion

$$(1.1) \quad d + ^4\text{He} \rightleftharpoons ^3\text{H} + ^3\text{He}$$

gefunden.

Diese Reaktion setzt 15.8 MeV oberhalb des Grundzustandes des ^6Li -Compoundkerns ein (entspr. Laborenergien $E_d = 21.5$ MeV bzw. $E_\alpha = 43$ MeV und $E_{^3\text{He}} = E_{^3\text{H}} = 0$ MeV; Abb. 1.1).

Messungen bis zu $E_s \approx 0.6$ MeV im $(^3\text{He} + ^3\text{H})$ -Schwerpunktsystem (Kü 63, No 73, Na 69) zeigen zwar die vom Barshay-Temmer-Theorem geforderte Symmetrie. Die Abweichungen erreichen jedoch bei $E_s \approx 1.4$ MeV ein Maximum von $\sim 30\%$ (Wa 71, Wa 72), betragen dann bei Energien zwischen $E_s = 2.5$ MeV und $E_s = 5$ MeV bis zu $\sim 12\%$ (Sc 74), bei $E_s = 7$ MeV und $E_s = 13$ MeV bis zu $\sim 8\%$ (Gr 70, Gr 72, Ro 74 und diese Arbeit) und bei $E_s = 41$ MeV nur noch bis zu $\sim 3\%$ (Ba 74).

Zwei Modellvorstellungen wurden entwickelt, um die beobachteten Abweichungen zu erklären. Richter und Vincent (Ri 70) sowie Gross et al. (Gr. 72) als auch Werby und Robson (We 74) fassen die Reaktion als direkten Ein-Nukleon-Transfer Prozess auf.

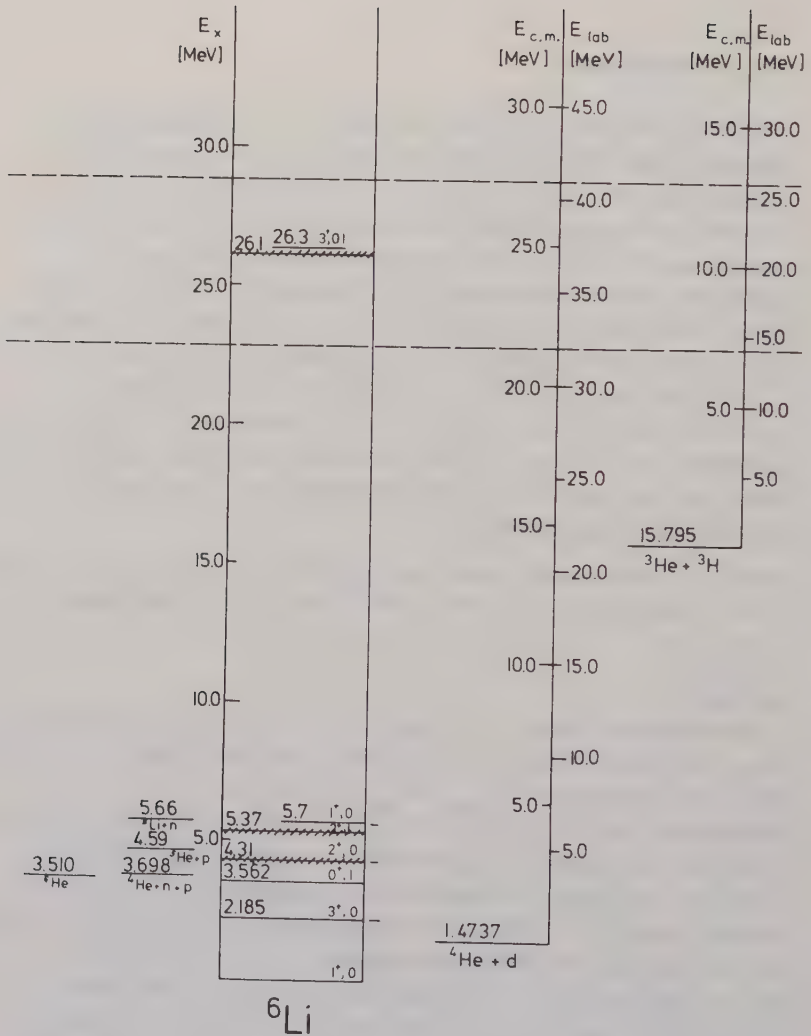


Abb. 1.1 Auszug aus dem Energieniveauschema des ${}^6\text{Li}$ (nach Aj 74). Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Energien, bei denen in dieser Arbeit gemessen wurde.

Durch die Coulombwechselwirkung unterscheiden sich ein Proton- und Neutrontransferprozess. Die kohärente Überlagerung dieser beiden Übergangsamplituden ergab in DWBA-Rechnungen qualitativ die beobachteten Asymmetrien. Da die berechneten Asymmetrien jedoch kleiner als die beobachteten waren, blieb die Frage offen, ob eine Verletzung der Isospinerhaltung durch die Kernkräfte vorliegt.

Demgegenüber schlugen Murakami (Mu 71) und Nocken et al. (No 73) Mischung von $T=0$ und $T=1$ Zuständen im Compoundkern ${}^6\text{Li}$ als Erklärung vor. Da die Symmetrieabweichungen jedoch über einen weiten Energiebereich vorkommen und nicht die von einer Compoundreaktion erwartete resonanzartige Energieabhängigkeit zeigen, scheint der wesentliche Beitrag vom direkten Reaktionsanteil herzurühren.

Alle bisherigen Messungen zum Barshay-Temmer-Theorem beschränkten sich auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Analysierstärkenmessungen liefern zusätzliche unabhängige Information über den symmetrieverletzenden Mechanismus. Diese ist sehr zuverlässig, da Analysierstärkenmessungen weitgehend unabhängig von unterschiedlicher Nachweisempfindlichkeit des Detektorsystems für die verschiedenen Reaktionsprodukte sind.

Die vorliegende Arbeit verfolgte somit zwei Ziele: Einerseits sollte festgestellt werden, inwiefern die Vektoranalysierstärke $i T_{11}$ ebenfalls von der Barshay-Temmer-Symmetrie abweicht, wenn die Reaktion mit einem vektorpolarisierten Deuteronenstrahl eingeleitet wird. Andererseits können durch Einbeziehung von neuen Messungen der Vektoranalysierstärken der elastischen $\vec{d} + {}^4\text{He}$ (Co 75) bzw. ${}^3\vec{\text{He}} + {}^3\text{H}$ Streuungen (Vl 75) die zugehörigen Parameter des Optischen-Modell-Potentials (OMP), insbesondere der $(\vec{l} \cdot \vec{s})$ -Anteile, besser bestimmt werden. Sieht man einmal von kleinen D-Zustandsbeimischungen ab, so handelt es sich

hier um reine $\vec{l}=0$ Transferreaktionen. Dies bedeutet: der DWBA Formfaktor trägt nicht zur Analysierstärke bei, sondern diese rührt allein von den Spin-Bahn-Wechselwirkungen in den Eingangs- und/oder Ausgangskanalwellenfunktionen her. Durch Coulombunterschiede zwischen Neutron- und Protontransfer werden jedoch nur die Formfaktoren verschieden, so daß die Auswirkungen von Formfaktorvariationen auf die Symmetrieabweichungen genauer studiert werden können.

Die Messung der Vektoranalysierstärke der Reaktion $\vec{d} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^3\text{He}$, auf der diese Arbeit aufbaut, wurde vom Verfasser während eines zweijährigen Aufenthalts als Austauschstudent des Deutschen Akademischen Austauschdienstes am Lawrence Berkeley Laboratory der Universität von Kalifornien in Berkeley durchgeführt. In die Zeit dieses Aufenthaltes fiel auch die Messung der Vektoranalysierstärke der elastischen $\vec{d} + {}^4\text{He}$ -Streuung (Co 75), die hier zur Bestimmung von Parametern des optischen Modells herangezogen wurde.

Die in jüngster Zeit vollendete Entwicklung eines polarisierten ${}^3\vec{\text{He}}$ -Strahls (Ka 74) am Radial-Ridge-Zyklotron der Universität Birmingham (dem einzigen seiner Art) ermöglichte es, die Analysierstärke der elastischen ${}^3\vec{\text{He}} + {}^3\text{H}$ -Streuung bei höheren Energien zu messen und somit vollständigere Daten für eine OMP-Analyse zu erhalten. Ein Vorschlag für ein solches Experiment wurde vom Physik-Department der Universität Birmingham freundlicherweise positiv aufgenommen, so daß der Verfasser während eines Gastaufenthalts in Birmingham im September 1975 an dieser Messung (Vl 75) mitwirken konnte.

Ausgehend von einer zusammenfassenden Darstellung des Barshay-Temmer-Theorems werden in Kapitel 2 mögliche Coulombeffekte aufgezeigt und kleine Erweiterungen der Theorie entwickelt, die zur korrekten Berechnung der Analysierstärke erforderlich werden. In Kapitel 3 werden dann

der experimentelle Aufbau und die Ergebnisse der Analysierstärkenmessung präsentiert.

Die Bestimmung der Parameter des optischen Potentials der elastischen $\vec{d} + {}^4\text{He}$ und ${}^3\vec{\text{He}} + {}^3\text{H}$ Streuung und eine Diskussion der DWBA-Modellrechnung schließen die Arbeit ab.

2. Modellvorstellung des direkten Ein-Nukleon-Transfers

2.1. Ladungssymmetrie-Eigenschaften der Reaktion

Tauscht man in der Reaktion (1.1) Neutronen und Protonen gegeneinander aus, so bleibt die linke Seite unverändert, während auf der rechten Seite ${}^3\text{H}$ in ${}^3\text{He}$ und ${}^3\text{He}$ in ${}^3\text{H}$ übergeht. In einer solchen Reaktion

$$a + b \rightleftharpoons c + c'$$

sind also auf der rechten Seite Teilchen beteiligt, die sich nur durch die dritte Komponente t_3 ihres Isospins unterscheiden:

$$t_{3c} = - t_{3c'}$$

Auf der linken Seite dagegen haben beide Teilchen eine verschwindende dritte Komponente des Isospins:

$$t_{3a} = t_{3b} = 0$$

Sind nun die in der Reaktion wirksamen Kräfte ladungssymmetrisch, d.h. invariant gegenüber dem Austausch aller Protonen durch Neutronen und umgekehrt, so können diese Kräfte zwischen den Teilchen c und c' nicht unterscheiden. Unter solchen Bedingungen müssen sich c und c' wie identische Teilchen verhalten, die Observablen also gleich sein. Beobachtet man also einmal c und ein anderes Mal c' unter dem Winkel θ zwischen den Impulsen $\vec{k}_a$ und $\vec{k}_c$, so muß für den differentiellen Wirkungsquerschnitt gelten:

$$(2.1.1) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} [\theta; b(a, c) c'] = \frac{d\sigma}{d\Omega} [\theta; b(a, c') c]$$

Weiterhin gilt dann für die Messung der Polarisation t_{kq} der ausgehenden Teilchen

$$(2.1.2) \quad t_{kq} [\theta; b(a, c) c'] = t_{kq} [\theta; b(a, c') c]$$

und für die Analysierstärken T_{kq} , falls man die Reaktion mit einem polarisierten Strahl $\vec{a}$ durchführt:

$$(2.1.3) \quad T_{kq} [\theta; b(\vec{a}, c) c'] = T_{kq} [\theta; b(\vec{a}, c') c]$$

Für die Umkehrreaktion erhält man entsprechende Relationen.

Wegen $\vec{k}_c = -\vec{k}_c$ ergibt sich aus (2.1.1) unmittelbar:

$$(2.1.4) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} [\theta; b(a, c) c'] = \frac{d\sigma}{d\Omega} [\pi - \theta; b(a, c) c']$$

Für die Polarisationsobservablen kann eine ähnliche Relation abgeleitet werden, wenn man das Koordinatensystem entsprechend der Madison-Konvention (MK 71) wählt. Für eine beliebige Reaktion $b(a, c)d$ zeigt dann die z-Achse in Richtung $\vec{k}_a$ und die y-Achse in Richtung $\vec{k}_a \times \vec{k}_c$. Beobachtet man jedoch Teilchen $d = b(a, d)c$ - so zeigt die y-Achse genau in die entgegengesetzte Richtung $\vec{k}_a \times \vec{k}_d = \vec{k}_a \times (-\vec{k}_c)$. Die Polarisationsobservablen wurden als sphärische Tensoren T_{kq} dargestellt, da diese sich wie Kugelflächenfunktionen $Y_{kq}(\theta, \phi)$ transformieren.

Rotation des Koordinatensystems um die z-Achse um den Winkel π überführt $Y_{kq}(\theta, \phi)$ in $(-1)^q Y_{kq}(\theta, \phi)$:

$$(2.1.5) \quad T_{kq} [\theta; b(\vec{a}, c) d] = (-1)^q T_{kq} [\pi - \theta; b(\vec{a}, d) c]$$

und entsprechend für t_{kq} (vgl. z.B. Si 74).

Mit (2.1.3) folgt für ladungssymmetrische Teilchen c und $d = c'$:

$$(2.1.6) \quad T_{kq} [\theta; b(\vec{a}, c) c'] = (-1)^q T_{kq} [\pi - \theta; b(\vec{a}, c) c']$$

Die von Barshay und Temmer (Ba 64) ursprünglich vorausgesetzte Isospinerhaltung der in der Reaktion wirksamen Kräfte läßt sich also auf die Forderung abschwächen, daß sie ladungssymmetrisch sind, so wie Simonius (Si 71) das Theorem neu formulierte.

Angewandt auf die Reaktion $^4\text{He}(\vec{d}, t)^3\text{He}$ ist folglich neben der Symmetrie des differentiellen Wirkungsquerschnitts um 90° im Schwerpunktsystem ein antisymmetrisches Verhalten der Winkelverteilung der Vektoranalysierstärke iT_{11} zu erwarten.

2.2. Coulombunterschiede zwischen Neutron- und Protontransfer

Das einfachste Modell über den Ablauf der hier zu untersuchenden Reaktion als direktem Prozess ist in Abbildung 2.2.1 schematisch dargestellt. Einerseits kann das einfallende Deuteron aus dem Targetkern ${}^4\text{He}$ ein Neutron aufnehmen und als Triton in Richtung $\vec{k}_f$ gestreut werden. Von einem solchen Triton kann andererseits ein als Rückstoßkern in Richtung $\vec{k}_f$ gestreutes Triton nicht unterschieden werden, das entsteht, wenn das einfallende Deuteron ein Proton aus dem ${}^4\text{He}$ aufgenommen hat und in Richtung $-\vec{k}_f$ als ${}^3\text{He}$ gestreut wurde. Diese beiden Beiträge zur Übergangsamplitude müssen also kohärent addiert werden :

$$(2.2.1) \quad T_{\text{total}}(\vec{k}_f) = T_n(\vec{k}_f) + T_p(-\vec{k}_f)$$

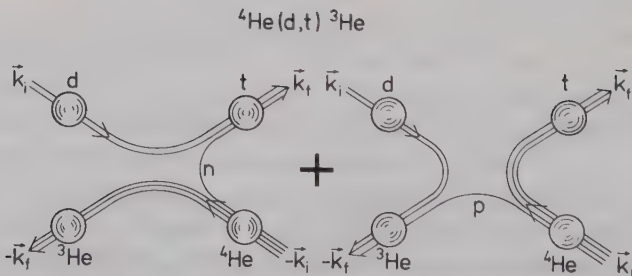


Abb. 2.2.1 Schematische Darstellung des Ein-Nukleon-Transfer-Prozesses, der in der DWBA-Rechnung angenommen wurde.

Um aus einem ${}^4\text{He}$ -Kern ein Neutron herauszulösen, muß eine etwas andere Separationsenergie ($E_{3\text{He-n}}^{{}^4\text{He}} = 20.58 \text{ MeV}$) aufgewendet werden, als nötig ist, um ein Proton herauszulösen ($E_{t-p}^{{}^4\text{He}} = 19.82 \text{ MeV}$) (Fi 73). Entsprechend werden unterschiedliche Energien frei bei der Bildung eines Tritons ($E_{d-n}^t = 6.26 \text{ MeV}$) bzw. eines ${}^3\text{He}$ -Kerns ($E_{d-p}^{{}^3\text{He}} = 5.49 \text{ MeV}$) (Fi 75). Diese Unterschiede können im wesentlichen durch die Coulombwechselwirkung erklärt werden (Ok 67, Li 69). Damit werden die Wellenfunktionen der Relativbewegung zwischen Nukleon und Restkern im Drei- bzw. Viernukleonensystem verschieden:

$$(2.2.2) \quad \varphi_{d-n}^t \neq \varphi_{d-p}^{{}^3\text{He}} \quad \text{und} \quad \varphi_{3\text{He-n}}^{{}^4\text{He}} \neq \varphi_{t-p}^{{}^4\text{He}}$$

Der Unterschied von 0.77 MeV in den Separationsenergien wird sich im Dreinukleonensystem stärker auswirken, da er hier relativ größer ist (ca. 13 %) als im Viernukleonensystem (ca. 4 %). Außerdem enthält die Wechselwirkung zwischen Deuteron und transferiertem Proton einen Coulombterm, der in der Wechselwirkung zwischen Deuteron und transferiertem Neutron nicht auftritt. Ähnlich unterscheiden sich die Wechselwirkungen zwischen Deuteron und Restkern in den Coulombanteilen:

$$(2.2.3) \quad V_{dn} \neq V_{dp} \quad \text{und} \quad V_{d{}^3\text{He}} \neq V_{dt}$$

Neutron- und Protontransferamplitude werden somit verschieden und die Barshay-Temmer-Symmetrie zerstört. Es bleibt jedoch zu untersuchen, ob die beobachteten Abweichungen durch eine Berücksichtigung dieser Coulombeffekte in der Berechnung der Transferamplitude ausreichend erklärt werden können, oder ob zusätzlich eine Verletzung der Ladungssymmetrie durch die Kernkräfte angenommen werden muß.

2.3. Antisymmetrisierung der Übergangsamplitude

Die Übergangsamplitude kann in DWBA-Näherung berechnet werden. Aus Zeitumkehrinvarianz entspricht dem beschriebenen "Pick-up"-Prozess ein zeitumgekehrter "Stripping"-Prozess. Neutron- und Protontransferamplitude sind im "Stripping"-Formalismus in der "post"-Darstellung (Wechselwirkung im Endkanal) gegeben durch (Sa 64):

$$(2.3.1) \quad T_n = \langle \chi_{d-4\text{He}} \varphi_{4\text{He}} \varphi_d | V_{d-n} + V_{d-3\text{He}} - U_{d-4\text{He}} | \varphi_t \varphi_{3\text{He}} \chi_{t-3\text{He}} \rangle$$

$$(2.3.2) \quad T_p = \langle \chi_{d-4\text{He}} \varphi_{4\text{He}} \varphi_d | V_{d-p} + V_{d-t} - U_{d-4\text{He}} | \varphi_{3\text{He}} \varphi_t \chi_{t-3\text{He}} \rangle$$

Dabei bezeichnen die φ_i die jeweiligen inneren Wellenfunktionen, abhängig nur von den inneren Koordinaten, und die χ_i Wellenfunktionen des OMP. V_{x-y} ist die vollständige Wechselwirkung zwischen den Teilchen x und y und $U_{d-4\text{He}}$ das optische Potential der elastischen d-⁴He-Streuung.

Mit den Polarwinkeln Θ und Φ zwischen $\vec{k}_i$ und $\vec{k}_f$ lautet die Partialwellenzerlegung der Übergangsamplitude im Helizitätskoordinatensystem (Madison-Konvention) für eine Reaktion $b(a,c)d$ (Sa 64):

$$(2.3.3) \quad T_{M_d m_c}^{M_b m_a}(\vec{k}_f) = T_{M_d m_c}^{M_b m_a}(\Theta, \Phi) = \sum_{L_f} a_{L_f m}^{m_a m_c} Y_{L_f -m}(\Theta, \Phi)$$

$$\text{mit} \quad m = m_c - m_a + M_d - M_b$$

Die Übergangsamplitude verhält sich also unter Drehungen wie die Kugelflächenfunktionen $Y_{lm}(\Theta, \Phi)$.

Die vollständige Übergangsamplitude der Reaktion

³He(t,d)⁴He muß nach der Vorschrift (2.2.1) antisymmetrisiert werden. Mit

$$(2.3.4) \quad Y_{lm}(\Theta, \Phi + \pi) = (-1)^m Y_{lm}(\Theta, \Phi)$$

ergibt sich

$$\begin{aligned}
 (2.3.5) \quad T_{M_d m_c}^{M_b m_a}(\theta, 0) &= T_{n M_d m_c}^{M_b m_a}(\theta, 0) + T_{p M_d m_c}^{m_a M_b}(\pi - \theta, \pi) \\
 &= T_{n M_d m_c}^{M_b m_a}(\theta, 0) + (-1)^{m_T} T_{p M_d m_c}^{m_a M_b}(\pi - \theta, 0)
 \end{aligned}$$

Dieses Ergebnis unterscheidet sich von dem von Robson und Richter (Ro 71) erhaltenen um die Phase $(-1)^m$. Aus diesem Grunde erhalten sie auch ein von (2.1.6) abweichendes Ergebnis für die Polarisationsobservablen (Formel (23) in Ro 71), wenn die Teilchen des Ein- oder Ausgangskanal identisch oder ladungssymmetrisch sind.

Nimmt man an, $T_n = T_p$, so ergibt sich nach (Sa 64) für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt $\sigma_o(\theta)$:

$$\begin{aligned}
 \sigma_o(\theta) &= c \sum |T_{n M_d m_c}^{m_a M_b}(\theta)|^2 \quad \text{mit } c = \text{const} \\
 &= c \sum |T_{n M_d m_c}^{m_a M_b}(\theta) + (-1)^{m_T} T_{p M_d m_c}^{m_a M_b}(\pi - \theta)|^2 \\
 &= c \sum (-1)^{2m} |(-1)^{m_T} T_{n M_d m_c}^{m_a M_b}(\theta) + T_{p M_d m_c}^{m_a M_b}(\pi - \theta)|^2 \\
 &= c \sum |(-1)^{m_T} T_{p M_d m_c}^{m_a M_b}(\theta) + T_{n M_d m_c}^{m_a M_b}(\pi - \theta)|^2 \\
 &= \sigma_o(\pi - \theta)
 \end{aligned}$$

Entsprechend erhält man z. B. für $iT_{11}(\theta)$:

$$\begin{aligned}
 \sigma_o(\theta) iT_{11}(\theta) &= \sum d_{s_a m_a} \text{Im} [T_{n M_d m_c}^{m_a M_b}(\theta) T^{m-1 m_a + 1 m_c}(\theta)^*] \\
 &= \sum d_{s_a m_a} \text{Im} [(T_{n M_d m_c}^{m_a M_b}(\theta) + (-1)^{m_T} T_{p M_d m_c}^{m_a M_b}(\pi - \theta)) \times \\
 &\quad \times (T_{n M_d m_c}^{m-1 m_a + 1 m_c}(\theta) + (-1)^{m-1} T_{p M_d m_c}^{m-1 m_b + 1 m_c}(\pi - \theta))^*] \\
 &= \sum d_{s_a m_a} \text{Im} [(-1)^{2m-1} ((-1)^{m_T} T_{n M_d m_c}^{m_a M_b}(\theta) + \\
 &\quad + T_{p M_d m_c}^{m_a M_b}(\pi - \theta)) \times \\
 &\quad \times ((-1)^{m-1} T_{n M_d m_c}^{m-1 m_a + 1 m_c}(\theta) + T_{p M_d m_c}^{m-1 m_b + 1 m_c}(\pi - \theta))^*]
 \end{aligned}$$

$$= - \sum d_{s_a m_a} \operatorname{Im} \left[(-1)^{m_p} T_p^{m m_b m_c}(\theta) + T_n^{m m_a m_c}(\pi - \theta) \right] \times \\ \times \left[(-1)^{m-1} T_p^{m-1 m_b+1 m_c}(\theta) + \right. \\ \left. + T_n^{m-1 m_a+1 m_c}(\pi - \theta) \right]^*$$

$$= - \sigma_o(\pi - \theta) i T_{11}(\pi - \theta)$$

$$= - \sigma_o(\theta) i T_{11}(\pi - \theta)$$

in Übereinstimmung mit (2.1.6).

2.4. Behandlung der besonderen Spinsituation

In der weiteren Diskussion wird noch von der üblichen "Zero-Range"-Näherung gebrauch gemacht. Formulierungen der exakten "Finite-Range"-DWBA-Theorie, soweit sie vorhanden sind, vernachlässigen Spin-Bahn-Wechselwirkungen im Eingangs- und Ausgangskanal. Wie bereits in der Einleitung erläutert, sind es jedoch gerade diese Wechselwirkungen, die allein in dem hier betrachteten Modell Anlaß zu von Null verschiedener Analysierstärke geben.

Orientiert an Reaktionen zwischen schwerem Target- bzw. Restkern und leichtem Projektil bzw. Ejektil, für die die Wechselwirkung zwischen dem Spin des Target- bzw. Restkerns und dem Bahndrehimpuls der Relativbewegung vernachlässigbar klein ist, beschränken sich Formulierungen der DWBA-Theorie mit Spin-Bahn-Wechselwirkung (z.B. Sa 64) auf Reaktionen des Spintyps:

$$(2.4.1) \quad \vec{s}_a + \vec{0} \rightleftharpoons \vec{s}_c + \vec{0}$$

In der hier betrachteten Reaktion sind jedoch im ${}^3\text{He-t}$ -Kanal zwei leichte Teilchen gleicher Masse mit Spin beteiligt:

$$(2.4.2) \quad \vec{1} + \vec{0} \rightleftharpoons \vec{1/2} + \vec{1/2}$$

Die Vernachlässigung einer der beiden vergleichbar großen Spin-Bahn-Wechselwirkungen im ${}^3\text{He-t}$ -Kanal erscheint nicht gerechtfertigt. Wegen der Ähnlichkeit von ${}^3\text{He}$ -Kern und Triton können die beiden Spin-Bahn-Wechselwirkungen jedoch als identisch angenommen werden.

Der Kanalspin $\vec{S} = \vec{s}_{3\text{He}} + \vec{s}_t$ bleibt dann eine gute Quantenzahl mit den Werten $S = 0, 1$. Die OMP-Wellenfunktionen des ${}^3\text{He-t}$ -Kanals sind jetzt kanalspinabhängig und somit werden die in der DWBA-Amplitude auftretenden Radialen-Integrale

$\int_{l_s j}^{L_a j_a S L_c j_c}$ kanalspinabhängig. Summation über S und Berücksichtigung der zusätzlichen Drehimpulskopplungen

führt zu einem gegenüber Formel (26) in (Sa 64) etwas veränderten Ausdruck für die reduzierten Amplituden

$\beta_{\ell s j L_c}^{m_a m_c}$ einer Stripping-Reaktion $b(a, c)d$ mit Kanalspin $\bar{S}$ im Eingangskanal:

(2.4.3)

$$\begin{aligned} \beta_{\ell s j L_c}^{m_a m_c} = & \sum_{L_a J_a J_c} i^{L_a - L_c - \ell} \hat{L}_c^2 \hat{L}_a \hat{s}_a \hat{j}_c \hat{j} \hat{\ell} (L_c 0 \ell 0 | L_a 0) \left(\frac{(L_c - 1 m)!}{(L_c + 1 m)!} \right)^{1/2} \times \\ & \times \left\{ \sum_S \hat{S} (-1)^S I_{\ell s j}^{L_a J_a S L_c J_c} \left[\sum_{X=L_a+s_a} \hat{X}^2 \begin{pmatrix} L_c \ell L_a \\ s_c s_s s_a \\ J_c j X \end{pmatrix} \right] \times \right. \\ & \times W(J_c j J_a J_b X J_d) W(J_b s_a J_a L_a S X) \Big] \times \\ & \times (L_a 0 S M_b + m_a | J_a M_b + m_a) (J_b M_b + m_a - M_d J_d M_d | J_a M_b + m_a) \times \\ & \left. \times (J_b M_b s_a m_a | S M_b + m_a) (L_c - m_s c m_c | J_c M_b + m_a - M_d) \right\} \end{aligned}$$

mit $\hat{x} = \sqrt{2x+1}$, dem Wigner'schen 9-j-Symbol und den Racah'schen W-Koeffizienten.

Diese veränderte Amplitude kann verhältnismäßig leicht in einen vorhandenen DWBA-Computercode integriert werden, wenn man die Spinvariable s_a und ihre z-Projektion m_a durch Arrays ersetzt, die die entsprechenden Werte des Kanalspins enthalten. Unterprogramme zur Berechnung von Racah- und Clebsch-Cordan-Koeffizienten sind ohnehin Bestandteil eines solchen Codes.

3. Messung der Vektoranalysierstärke

3.1. Streukammer

Zur Messung der Vektoranalysierstärke i_T der Spiegelreaktionen ${}^4\text{He} (\vec{d}, t) {}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He} (\vec{d}, {}^3\text{He}) {}^3\text{H}$ wurde der rein vektorpolarisierte Deuteronenstrahl des Berkeley-88-Zoll-Zyklotrons auf ein zylinderförmiges ${}^4\text{He}$ -Gastarget fokussiert (Abb. 3.1.1). Der Strahl wurde mit einem 3 mm weiten Spalt vor dem Target kollimiert. Der auf die Backen dieser Spaltblende und einer weiteren Spaltblende zwischen Streukammer und Polarimeter fallende Strom konnte einzeln gemessen werden. Dadurch war es möglich, die Zentrierung des Strahls während des Experiments fortlaufend zu kontrollieren. Der Strahlstrom betrug während der 32.0 MeV Messung um 40 nA und während der 41.0 MeV Messung zwischen 120 und 150 nA. Diese Ströme wurden mit einem Faradaybecher vor Einschub in die Streukammer gemessen. Weniger als 10 % dieses Stromes wurde an der Eintrittsblende verloren.

Die Zylinderwand des Targets bestand aus 0.05 mm Harvarfolie (4.2 mg/cm^2) und bildete ein fast 180° überstreichendes Durchtrittsfenster für den Strahl und die gestreuten Reaktionsprodukte. Das Target hatte einen Durchmesser von 75 mm und einen Betriebsdruck von 1 atm bei Zimmertemperatur (entspr. 1.2 mg/cm^2 Targetdicke).

Gestreute Tritonen und ${}^3\text{He}$ wurden mit symmetrisch links und rechts vom Strahl ($\phi = 0, \phi = \pi$) angeordneten ΔE -E-Zählerteleskopen für jeweils zwei Streuwinkel gleichzeitig nachgewiesen. Mit elektronischer Teilchenidentifizierung wurden Tritonen und ${}^3\text{He}$ in verschiedene Spektren sortiert. Als ΔE -Zähler wurden Si-Oberflächensperrschichtzähler

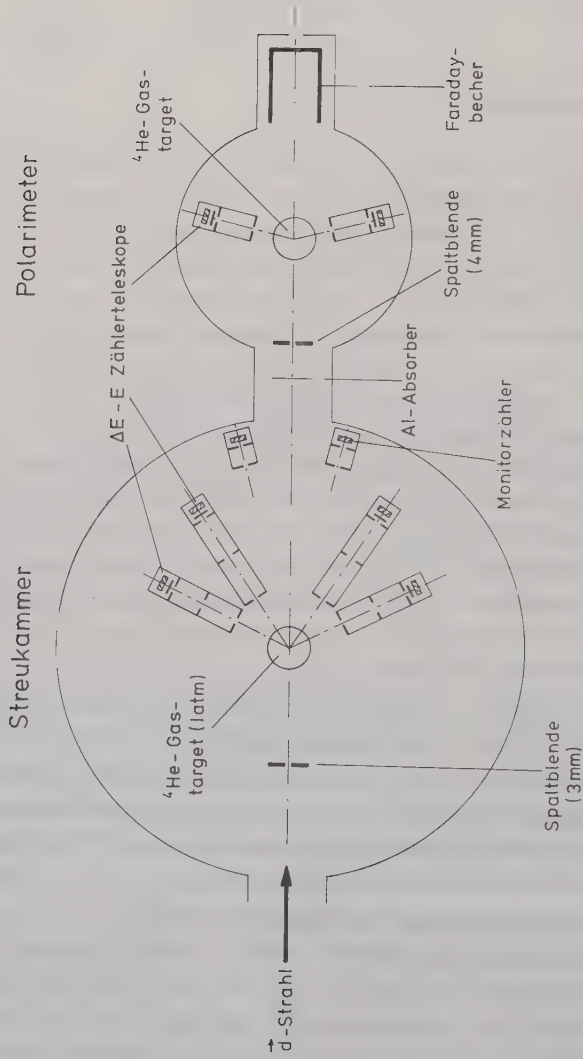


Abb. 3.1.1.1 Prinzip der experimentellen Anordnung zur Messung der Vektor-
analysiestärke der Spiegelreaktionen $^4\text{He}(\vec{d}, t)^3\text{He}$ und $^4\text{He}(\vec{d}, ^3\text{He})^3\text{H}$

und als E-Zähler 3 mm dicke Si(Li)-Halbleiterdetektoren verwandt. Besondere Sorgfalt war dabei auf die Auswahl der Dicke der ΔE -Zähler anzuwenden. Für eine gute Teilchenidentifizierung sollten einerseits die Tritonen einen beträchtlichen Teil ihrer Energie im ΔE -Zähler deponieren, andererseits durften jedoch die ^3He -Teilchen insbesondere unter rückwärtigen Winkeln, wo sie nur noch geringe Laborenergie haben, nicht darin gestoppt werden. Für die 32.0 MeV Messung konnte mit 100 μm (vorne) und 50 μm (hinten) und für die 41.0 MeV Messung mit 150 μm bzw. 100 μm dicken ΔE -Detektoren eine befriedigende Teilchenidentifizierung erreicht werden (Abb. 3.3.1).

Der Streuwinkel Θ wurde für jeden Detektor mit zwei vor dem Detektor angeordneten Blenden definiert. Eine in der Mitte zwischen diesen beiden Blenden aufgestellte dritte Blende verhinderte, daß an den Ecken der ersten Blende gestreute Teilchen in den Detektor gelangen konnten. Die vorderen Detektorsysteme hatten eine Winkelauflösung von 0.7° (Halbwertsbreite im Laborsystem) und die hinteren von 0.9° . Entsprechend wurde ein Raumwinkel von ~ 0.06 msr bzw. ~ 0.1 msr erfaßt.

Für jede Winkeleinstellung wurde etwa ein bis eineinhalb Stunden für jede Spinrichtung des Strahls gemessen.

3.2. Polarimeter

Die Strahlpolarisation wurde mit einem hinter der Streukammer gelegenen Polarimeter laufend überwacht. Als Analysatorreaktion diente die elastische $\vec{d} + ^4\text{He}$ Streuung, deren Vektoranalysierstärke zuvor in Berkeley für die gleiche Geometrie im Bereich von 15 bis 45 MeV Deuteroneneinschußenergie gemessen worden war (Co 75). Der Strahl

wurde mit Aluminiumfolien auf die entsprechenden Vergleichsenergien 30 MeV bzw. 40 MeV abgebremst. Die elastisch gestreuten Deuteronen wurden ähnlich wie in der Hauptstreuammer mit symmetrisch rechts und links vom Strahl angeordneten ΔE -E-Zählerteleskopen nachgewiesen. Mit Hilfe von Teilchenidentifikation wurden die Deuteronen von den zahlreichen durch Aufbruch entstehenden Protonen unterschieden.

3.3. Spektrenauswertung

Für jeden Winkel wurde je einmal mit Deuteronenspin bezüglich der Streuebene nach "oben" und einmal mit Spin nach "unten" gemessen für jeweils gleiche Ladungsmengen, bestimmt mit einem Faraday-Becher hinter dem Polarimeter (Abb. 3.1.1). Das ergibt pro Messpunkt je vier ^3H -Spektren (Abb. 3.3.2 a) [LO (linker Zähler Spin nach oben), LU (linker Zähler Spin nach unten), RO (rechter Zähler Spin nach oben), RU (rechter Zähler Spin nach unten)], vier ^3He -Spektren (Abb. 3.3.2 b) und vier Polarimeterspektren. Der geringe Untergrund unter den Linien (Abb. 3.3.2) wurde subtrahiert, bevor über ihre Fläche integriert wurde. Man erhält je vier Zahlen NLO, NLU, NRO und NRU aus denen sich die Asymmetrie ϵ ergibt:

$$(3.3.1) \quad \epsilon = \frac{R-1}{R+1} \quad \text{mit} \quad R = \sqrt{\frac{\text{NLO} \cdot \text{NRU}}{\text{NLU} \cdot \text{NRO}}}$$

Der Wirkungsquerschnitt einer mit einem vektor-polarisierten Strahl initialisierten Reaktion läßt sich schreiben als

$$\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta) [1 + 2(it_{11})(iT_{11}(\theta))]$$

mit σ_0 dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt, it_{11} der Strahlpolarisation und iT_{11} der Vektoranalysierstärke (siehe z.B. Si 74). Daraus ergibt sich für die Asymmetrie ϵ :

$$(3.3.2) \quad \epsilon = 2 \cdot it_{11} \cdot iT_{11}$$

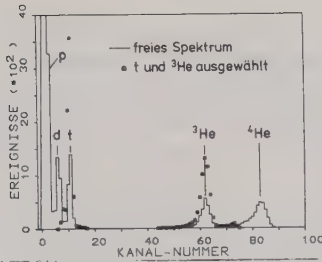


Abb. 3.3.1 Beispiel eines Teilchenidentifizierungsspektrums

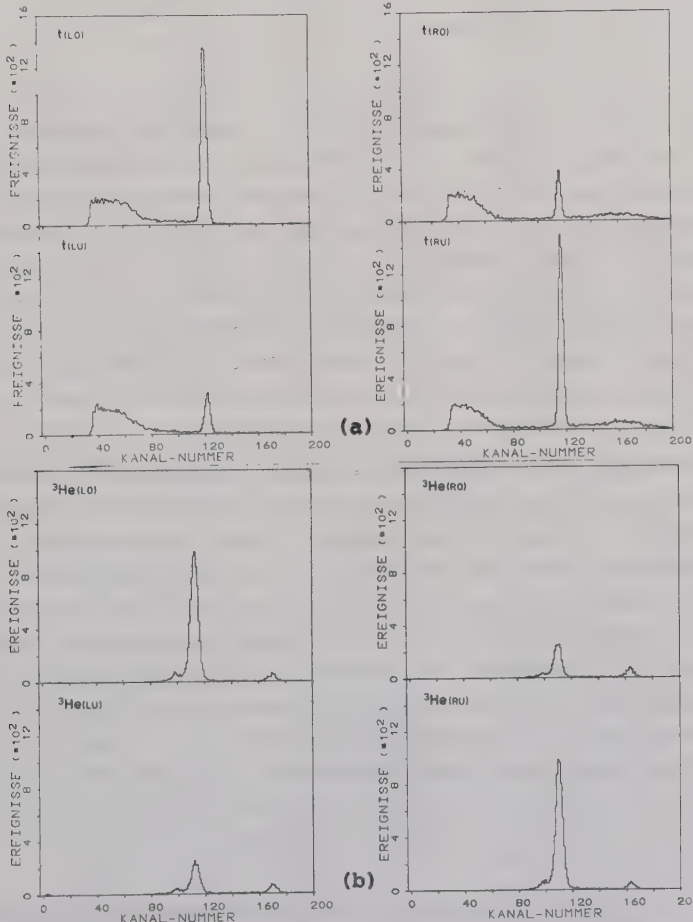


Abb. 3.3.2 Beispiele von Energiespektren für Tritonen (a) und ^3He (b)
(L / R linker / rechter Zähler)
(O / U Strahlpolarisation nach oben / unten)

Mit Hilfe zweier Monitorzähler (Abb. 3.1.1) wurden auch relative Wirkungsquerschnitte extrahiert, die zur Kontrolle mit den Messungen von Gross et al. (Gr. 72) verglichen werden können.

3.4. Meßergebnisse

Für Deuteroneneinschußenergien 32.0 MeV und 41.0 MeV (Energie im Targetzentrum) wurden Winkelverteilungen der Vektoranalysierstärke $i_{T_{11}}(\Theta)$ und des relativen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta)$ für Schwerpunktswinkel zwischen 20° und 90° in ca. 4° Schritten aufgenommen. Vor Transformation ins Schwerpunktsystem wurden die Wirkungsquerschnitte für die endliche Ausdehnung des Targets in Strahlrichtung mit $(\sin \Theta_{\text{Lab}})^{-1}$ korrigiert. Die Vektoranalysierstärken wurden ebenfalls für Detektorgeometrieeffekte des Gas-targets korrigiert. Diese Korrekturen waren jedoch durchweg kleiner als der statistische Fehler.

Die gemessenen Winkelverteilungen sind in den Tabellen 3.4.1 bis 3.4.4 zusammengestellt. Die Wirkungsquerschnitte wurden zu den für die gleichen Schwerpunktsenergien gemessenen Daten von Gross et al. (Gr 72) normalisiert. Der aufgeführte Fehler ist der rein statistische. Die Fehler der Analysierstärken enthalten den statistischen Fehler $\Delta\epsilon$ der Bestimmung der Asymmetrie ϵ einschließlich eines Untergrundfehlers, den statistischen Fehler $\Delta i_{T_{11}}$ der Bestimmung der Strahlpolarisation und eine apparative Unsicherheit der Asymmetriemessung $\Delta I = 0.004$, die mit einem unpolarisierten Strahl ermittelt wurde.

$$\Delta i_{T_{11}} = \left[(i_{T_{11}} \sqrt{\left| \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \right|^2 + \left| \frac{\Delta i_{T_{11}}}{i_{T_{11}}} \right|^2})^2 + \Delta I^2 \right]^{1/2}$$

Hinzu kommt eine generelle Normalisierungsunsicherheit, herrührend von der Normalisierung der Analysierstärke

Tab. 3.4.1 Vektoranalysierstärke der Spiegelreaktionen
 ${}^4\text{He}(\vec{d}, t){}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}(\vec{d}, {}^3\text{He}){}^3\text{H}$ für $E_d = 32.0$ MeV

$\Theta_{\text{c.m.}}$	$iT_{11}(t)$	$iT_{11}({}^3\text{He})$	D	Θ_{lab}
22.5	0.005 $\pm$ 0.007	0.001 $\pm$ 0.007	0.004 $\pm$ 0.010	10.0
27.0	-0.112 $\pm$ 0.009	-0.132 $\pm$ 0.010	0.020 $\pm$ 0.014	12.0
31.6	-0.231 $\pm$ 0.012	-0.306 $\pm$ 0.015	0.075 $\pm$ 0.019	14.0
36.1	-0.475 $\pm$ 0.016	-0.531 $\pm$ 0.019	0.056 $\pm$ 0.025	16.0
40.7	-0.532 $\pm$ 0.015	-0.537 $\pm$ 0.016	0.005 $\pm$ 0.022	18.0
45.2	-0.514 $\pm$ 0.017	-0.514 $\pm$ 0.019	0.000 $\pm$ 0.026	20.0
47.5	-0.459 $\pm$ 0.014	-0.458 $\pm$ 0.015	0.001 $\pm$ 0.021	21.0
49.8	-0.422 $\pm$ 0.019	-0.357 $\pm$ 0.019	0.065 $\pm$ 0.027	22.0
52.1	-0.315 $\pm$ 0.012			23.0
54.5	-0.151 $\pm$ 0.013	-0.083 $\pm$ 0.014	0.068 $\pm$ 0.019	24.0
56.8	0.033 $\pm$ 0.010			25.0
59.1	0.159 $\pm$ 0.011	0.208 $\pm$ 0.015	0.049 $\pm$ 0.019	26.0
61.4	0.273 $\pm$ 0.012			27.0
63.8	0.353 $\pm$ 0.013	0.421 $\pm$ 0.015	0.068 $\pm$ 0.020	28.0
65.4	0.436 $\pm$ 0.014			28.7
68.5	0.481 $\pm$ 0.015	0.436 $\pm$ 0.015	0.045 $\pm$ 0.021	30.0
70.9	0.461 $\pm$ 0.013	0.463 $\pm$ 0.015	0.002 $\pm$ 0.020	31.0
75.7	0.365 $\pm$ 0.015	0.339 $\pm$ 0.014	0.026 $\pm$ 0.021	33.0
80.6	0.208 $\pm$ 0.009	0.211 $\pm$ 0.009	0.003 $\pm$ 0.013	35.0
85.5	0.083 $\pm$ 0.007			37.0
89.8	-0.016 $\pm$ 0.007			38.7

Tab.3.4.2 Vektoranalysierstärke der Spiegelreaktionen
 ${}^4\text{He}(\vec{d}, t){}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}(\vec{d}, {}^3\text{He}){}^3\text{H}$ für $E_d = 41.0$ MeV

$\Theta_{\text{c.m.}}$	$iT_{11}(t)$	$iT_{11}({}^3\text{He})$	D	Θ_{lab}
20.4	-0.022 $\pm$ 0.009	-0.056 $\pm$ 0.009	0.034 $\pm$ 0.013	10.0
24.5	-0.229 $\pm$ 0.011	-0.217 $\pm$ 0.011	-0.012 $\pm$ 0.016	12.0
26.5	-0.415 $\pm$ 0.034	-0.413 $\pm$ 0.019	-0.002 $\pm$ 0.039	13.0
28.5	-0.465 $\pm$ 0.014	-0.517 $\pm$ 0.010	0.052 $\pm$ 0.017	14.0
32.6	-0.433 $\pm$ 0.009	-0.500 $\pm$ 0.010	0.067 $\pm$ 0.014	16.0
40.8	-0.348 $\pm$ 0.009	-0.422 $\pm$ 0.009	0.074 $\pm$ 0.013	20.0
44.9	-0.331 $\pm$ 0.009	-0.405 $\pm$ 0.009	0.074 $\pm$ 0.013	22.0
46.9	-0.354 $\pm$ 0.014	-0.389 $\pm$ 0.015	0.035 $\pm$ 0.021	23.0
49.0	-0.333 $\pm$ 0.008	-0.408 $\pm$ 0.009	0.075 $\pm$ 0.012	24.0
53.0	-0.273 $\pm$ 0.009	-0.371 $\pm$ 0.009	0.098 $\pm$ 0.013	26.0
57.1	-0.119 $\pm$ 0.012	-0.199 $\pm$ 0.012	0.080 $\pm$ 0.017	28.0
61.2	0.226 $\pm$ 0.013	0.192 $\pm$ 0.014	0.034 $\pm$ 0.019	30.0
65.3	0.664 $\pm$ 0.012	0.622 $\pm$ 0.013	0.042 $\pm$ 0.018	32.0
67.4	0.740 $\pm$ 0.009	0.700 $\pm$ 0.010	0.040 $\pm$ 0.014	33.0
69.2	0.738 $\pm$ 0.010	0.677 $\pm$ 0.011	0.061 $\pm$ 0.015	33.9
73.5	0.543 $\pm$ 0.010	0.497 $\pm$ 0.009	0.046 $\pm$ 0.014	36.0
77.6	0.372 $\pm$ 0.009	0.337 $\pm$ 0.009	0.035 $\pm$ 0.013	38.0
81.8	0.236 $\pm$ 0.009	0.193 $\pm$ 0.009	0.043 $\pm$ 0.013	40.0
85.9	0.117 $\pm$ 0.006	0.099 $\pm$ 0.006	0.018 $\pm$ 0.009	42.0
87.9	0.068 $\pm$ 0.006	0.639 $\pm$ 0.006	0.029 $\pm$ 0.009	43.0
89.8	0.023 $\pm$ 0.006	0.001 $\pm$ 0.006	0.024 $\pm$ 0.009	43.9

Tab. 3.4.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt der Spiegelreaktionen $^4\text{He} (d, t) ^3\text{He}$ und $^4\text{He} (d, ^3\text{He}) ^3\text{H}$ für $E_d = 32.0 \text{ MeV}$

$\Theta_{c.m.}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (t)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (^3\text{He})$	W	Θ_{lab}
22.5	2.578 ± 0.017	2.234 ± 0.014	0.061 ± 0.005	10.0
27.0	1.644 ± 0.014	1.495 ± 0.014	0.047 ± 0.006	12.0
31.6	1.145 ± 0.010	1.045 ± 0.014	0.046 ± 0.008	14.0
36.1	0.948 ± 0.010	0.910 ± 0.010	0.021 ± 0.008	16.0
40.7	0.875 ± 0.007	0.851 ± 0.010	0.014 ± 0.007	18.0
45.2	0.858 ± 0.010	0.782 ± 0.010	0.046 ± 0.009	20.0
47.5	0.855 ± 0.007	0.775 ± 0.010	0.049 ± 0.008	21.0
49.8	0.792 ± 0.010	0.720 ± 0.014	0.048 ± 0.012	22.0
52.1	0.789 ± 0.007			23.0
54.5	0.734 ± 0.010	0.706 ± 0.014	0.019 ± 0.012	24.0
56.8	0.727 ± 0.007			25.0
59.1	0.713 ± 0.007	0.720 ± 0.014	-0.005 ± 0.011	26.0
63.8	0.772 ± 0.007	0.782 ± 0.014	-0.007 ± 0.010	28.0
65.4	0.841 ± 0.010			28.7
68.5	0.958 ± 0.007			30.0
70.9	1.086 ± 0.010			31.0
75.7	1.388 ± 0.014	1.464 ± 0.017	-0.027 ± 0.008	33.0
80.6	1.772 ± 0.014			35.0
89.8	2.048 ± 0.014			38.7

Tab. 3.4.4 Differentieller Wirkungsquerschnitt der Spiegelreaktionen $^4\text{He} (d, t) ^3\text{He}$ und $^4\text{He} (d, ^3\text{He}) ^3\text{H}$ für $E_d = 41.0 \text{ MeV}$

$\Theta_{c.m.}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (t)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (^3\text{He})$	W	Θ_{lab}
20.4	1.810 ± 0.014	2.113 ± 0.014	-0.077 ± 0.005	10.0
24.5	0.921 ± 0.007	1.042 ± 0.011	-0.062 ± 0.007	12.0
26.5	0.821 ± 0.021	0.971 ± 0.014	-0.084 ± 0.014	14.0
28.5	0.850 ± 0.007	0.907 ± 0.007	-0.033 ± 0.006	16.0
32.6	1.267 ± 0.007	1.242 ± 0.011	0.010 ± 0.005	18.0
40.8	2.017 ± 0.014	1.924 ± 0.014	0.024 ± 0.005	20.0
44.9	2.035 ± 0.014	1.946 ± 0.014	0.022 ± 0.005	21.0
46.9	2.106 ± 0.057	1.953 ± 0.021	0.038 ± 0.015	22.0
49.0	1.792 ± 0.011	1.674 ± 0.011	0.034 ± 0.004	23.0
53.0	1.367 ± 0.011	1.239 ± 0.011	0.049 ± 0.006	24.0
57.1	0.918 ± 0.011	0.835 ± 0.007	0.047 ± 0.007	25.0
61.2	0.632 ± 0.007	0.578 ± 0.007	0.044 ± 0.008	26.0
65.3	0.611 ± 0.007	0.564 ± 0.007	0.040 ± 0.009	27.0
67.4	0.721 ± 0.007	0.685 ± 0.007	0.025 ± 0.007	28.0
69.2	0.796 ± 0.007	0.778 ± 0.007	0.011 ± 0.006	28.7
73.5	1.242 ± 0.011	1.235 ± 0.011	0.003 ± 0.006	30.0
77.6	1.831 ± 0.014	1.803 ± 0.014	0.008 ± 0.006	31.0
81.8	2.253 ± 0.014	2.156 ± 0.014	0.022 ± 0.005	33.0
85.9	2.642 ± 0.011	2.745 ± 0.011	-0.019 ± 0.003	35.0
87.9	2.838 ± 0.011	2.831 ± 0.011	0.001 ± 0.003	37.0
89.8	2.742 ± 0.011	2.617 ± 0.011	0.023 ± 0.003	38.7

der Polarimeterreaktion.

Die Differenz der Analysierstärken für Tritonen und ^3He

$$(3.4.1) \quad D(\Theta) := i T_{11}(\Theta; t) - i T_{11}(\Theta; ^3\text{He})$$

weicht deutlich von dem aus der Ladungssymmetrie erwarteten Wert Null ab (Abb. 4.4.2).

Die Abweichungen des Wirkungsquerschnitts

$$(3.4.2) \quad w(\Theta) := \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta; t) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta; ^3\text{He}) \right] / \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta; t) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta; ^3\text{He}) \right]$$

stimmen mit den von Gross et al. beobachteten überein (Abb. 4.4.2).

4. Untersuchung des Ein-Nukleon-Transfer-Modells in DWBA-Näherung

4.1. Das optische Potential der elastischen $\vec{d}+^4\text{He}$ -Streuung

Zur Berechnung der Übergangsamplituden (2.3.1) und (2.3.2) werden Wellenfunktionen des optischen-Modell-Potentials im Eingangs- und Ausgangskanal benötigt. Zur Bestimmung geeigneter Potentialparameter des $d-^4\text{He}$ Kanals wurden die Vektoranalysierstärken der elastischen $\vec{d}+^4\text{He}$ Streuung für Deuteronenenergien von 15 bis 45 MeV von Conzett et al. (Co 75) herangezogen. Bei der Messung der Vektoranalysierstärken waren auch relative Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts erhalten worden. Außerdem standen absolute Wirkungsquerschnitte im Bereich von 30 bis 40 MeV von Willmes (Wi 73) zur Verfügung. Für die überlappenden Energien wurden die Wirkungsquerschnitte von Conzett et al. zu den Daten von Willmes normalisiert. Für alle übrigen Energien wurde ein Normalisierungsfaktor als zusätzlicher freier Parameter betrachtet.

Es wurde versucht, die Winkelverteilungen an allen sieben Energien mit einem Parametersatz anzupassen, der möglichst einfache Energieabhängigkeiten enthält.

Das zugrunde gelegte optische Potential hat folgende Form:

$$(4.1.1) \quad V_{\text{opt}}(r) = V_c(r_c A^{1/3}, r) - V_o f(r_o, a_o, r) + \\ + i(W_o + 4a_i W_{\frac{d}{d}r}) f(r_i, a_i, r) - \\ - V_{ls} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 (\vec{l} \cdot \vec{s}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r_{ls}, a_{ls}, r)$$

$$\text{mit} \quad f(r_k, a_k, r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_k A^{1/3}}{a_k}\right) \right]^{-1}$$

Die freien Parameter wurden mit Hilfe des Computerprogramms MAGALI (Ra 69) unter Minimalisierung der χ^2 -Funktion

$$(4.1.2) \quad \chi^2 = \sum_i \left[\frac{x_i^{\text{exp.}} - x_i^{\text{theor.}}}{\Delta x_i^{\text{exp.}}} \right]^2 + \sum_k \left[\frac{y_k^{\text{exp.}} - y_k^{\text{theor.}}}{\Delta y_k^{\text{exp.}}} \right]^2$$

$$\text{mit } x_i = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i) \quad \text{und} \quad y_k = iT_{11}(\theta_k)$$

an die experimentellen Daten angepaßt.

Für die gesamte Parametersuche wurde $r_c = 1.3$ fm konstant gehalten. Anfängliche Untersuchungen zeigten, daß der Einschluß eines Volumenabsorptionsterms keine wesentliche Verminderung des χ^2 beitragen würde, so daß auch $W_0 = 0$ gesetzt wurde. Die verbleibenden 9 Parameter wurden nach folgendem Schema frei variiert: Ausgehend von den von Gross et al. (Gr 72) angegebenen Parametern wurde zunächst das Oberflächenabsorptionspotential bei ihren Werten festgehalten und die Geometrieparameter des Spin-Bahn-Potentials zur Verminderung der Zahl der freien Parameter gleich denen des Volumenpotentials gesetzt. Diesen ihrerseits war jedoch erlaubt, frei zu variieren. Da vor allem der Anteil des $\vec{l} \cdot \vec{s}$ -Potentials bestimmt werden sollte, wurde außerdem zu Beginn der χ^2 -Beitrag der Vektoranalysierstärke so gewichtet, daß er dominant wurde. Später wurde diese Wichtung reduziert, so daß χ_{σ}^2 und $\chi_{iT_{11}}^2$ etwa gleiche Beiträge lieferten. Aus der anfänglichen vier-Parameter Suche ($V_0, V_{1s}, r_0 = r_{1s}, a_0 = a_{1s}$) wurden konstante mittlere Geometrieparameter extrahiert. Es zeigte sich, daß auch die $(\vec{l} \cdot \vec{s})$ -Potentialtiefe um einen Mittelwert schwankte, so daß auch dieser Parameter im weiteren Verlauf für alle Energien gleich gesetzt wurde. Für die verbleibende Tiefe des Volumenpotentials wurden die aus einer Bestanpassung erhaltenen Werte durch eine lineare Energieabhängigkeit nach der Methode der kleinsten Quadrate angenähert. Nun wurden Volumen- und $(\vec{l} \cdot \vec{s})$ -Potential bei den so gefundenen

Werten festgehalten und den Parametern des Oberflächen-**absorptionspotentials** erlaubt, nach einem analogen Verfahren zu variieren. Schließlich wurden wiederum unter Konstanthalten des Oberflächenpotentials Volumen- und Spin-Bahn-Potential variiert, wobei die Kopplung ihrer geometrischen Parameter aufgegeben wurde, u.s.f.

Der so erhaltene Parametersatz ist in Tabelle 4.1.1 zusammengestellt. Bei niedrigen Energien (15 und 20 MeV) bewirkte eine Erhöhung der Oberflächenunschärfe des Volumenpotentials und die Einbeziehung einer Volumenabsorption eine wesentliche Verbesserung des χ^2 , vor allem wurde das Vorwärtsmaximum der Analysierstärke sehr viel besser reproduziert, so daß hierfür die Werte aus einer Bestanpassung unter Festhalten der übrigen Parameter aufgeführt sind. Ein bei Energien ≤ 20 MeV verschiedenes Verhalten kann insofern verstanden werden, als der $^3\text{He-t}$ Reaktionskanal noch nicht offen ist.

Berücksichtigt man, daß nur eine sehr einfache Energieabhängigkeit zugelassen wurde, so läßt ein Vergleich der berechneten Winkelverteilungen mit den experimentellen Daten (Abb. 4.1.1) eine Parametrisierung der elastischen $d+^4\text{He}$ Streuung durch ein optisches Potential als ein durchaus sinnvolles Hilfsmittel erscheinen.

Tabelle 4.1.1 Parameter des optischen Potentials der elastischen $\bar{d}-^4\text{He}$ Streuung ($r_c = 1.3$)
Einheiten sind MeV und fm

E_{dlab}	V_0	r_0	a_0	W_0	W_D	r_1	a_1	V_{1s}	r_{1s}	a_{1s}
14.8			0.68	1.28	$-1.5 + 0.13 E_d$ ($E_d > 12$)					
19.9	$81.0 - 0.39 E_d$	1.18	0.61	1.07		2.56	0.50	4.75	1.18	
24.9			0.56	0.0						

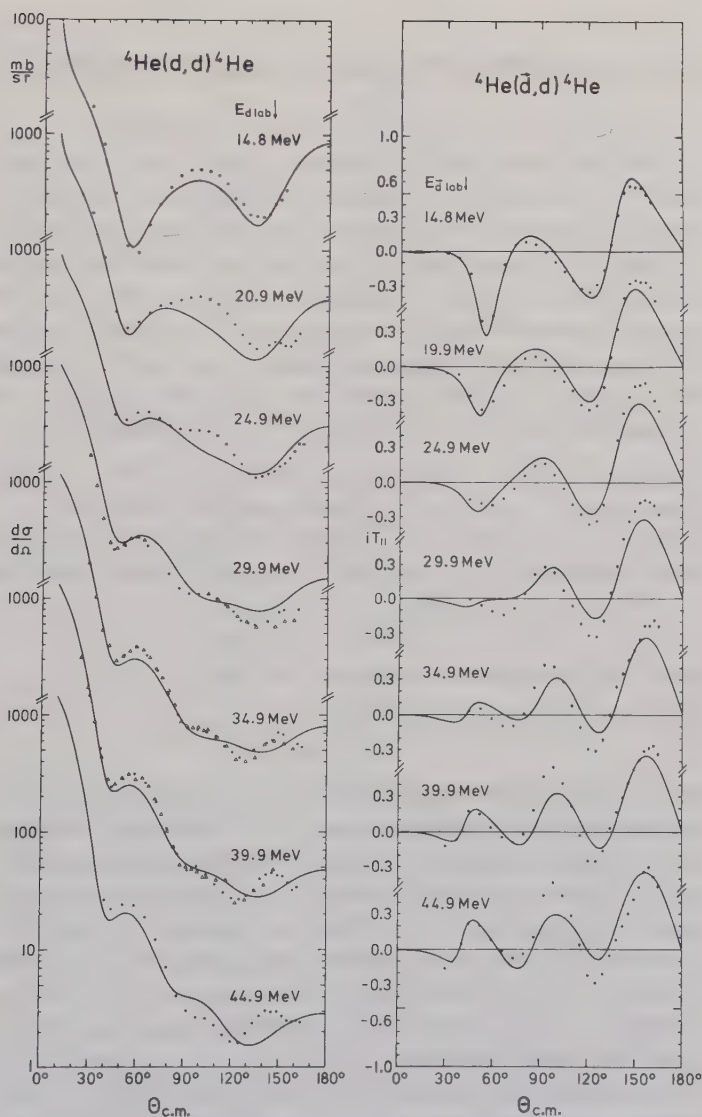


Abb. 4.1.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt (links) und Vektoranalysierstärke (rechts) der elastischen $d+{}^4\text{He}$ -Streuung für $E_d = 15$ bis 45 MeV ($\bullet$ Co 75, Δ Wi 73). Die durchgezogenen Kurven sind Rechnungen nach dem optischen Modell mit den Parametern der Tabelle 4.1.1.

4.2. Das optische Potential der elastischen ${}^3\text{He}+{}^3\text{H}$ Streuung

Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen ${}^3\text{He}+{}^3\text{H}$ Streuung wurden von Bacher et al. (Ba 68) für einen Laborenergiebereich von 6 bis 20 MeV und von Batten et al. (Ba 70) für 27.7 und 32.3 MeV veröffentlicht. Außerdem konnte die vor kurzem in Zusammenarbeit mit der Universität Birmingham mit dem dortigen polarisierten ${}^3\text{He}$ -Strahl gemessene Analysierstärke bei 33.3 MeV (Vl 75) in die Bestimmung von Potentialparametern mit einbezogen werden. Dies ist die bisher einzige Analysierstärkenmessung der elastischen ${}^3\text{He}+{}^3\text{H}$ Streuung.

Aus den in (2.4.) genannten Gründen wird wieder zum Kanalspin $\vec{S} = \vec{S}_{\text{He}} + \vec{S}_t$ übergegangen, der $\vec{s}$ in (4.1.1) ersetzt. Die Beiträge zum Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega_S}$ der möglichen Werte des Kanalspins addieren sich inhomärent:

$$(4.2.1) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} \frac{d\sigma}{d\Omega}_{S=0} + \frac{3}{4} \frac{d\sigma}{d\Omega}_{S=1}$$

Zur Analysierstärke trägt nur $S=1$ bei:

$$(4.2.2) \quad A_Y = \left(A_{YS=1} \frac{d\sigma}{d\Omega}_{S=1} \right) / \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

Die freien Potentialparameter wurden nach dem gleichen Schema wie zur Bestimmung der $d-{}^4\text{He}$ Potentialparameter an die experimentellen Daten angepaßt. Die Bestimmung des Spin-Bahn-Potentials und der Geometrieparameter des Absorptionsanteils wurde dabei allerdings von Bestanpassungen an die 32.3 MeV Wirkungsquerschnitt- zusammen mit den 33.3 MeV Analysierstärkedaten geleitet. Insbesondere die Analysierstärkenanpassung wies darauf hin, daß eine Oberflächenabsorption einer Volumenabsorption vorzuziehen ist, so daß auch hier $W_0=0$ gesetzt wurde. Während der Parametersuche wurde weiterhin beobachtet, daß die Güte der Anpassung sehr kritisch von der Wahl der Parameter des reellen Zentralpotentials abhängt. Individuelle Anpassungen liefern daher zum Teil bessere

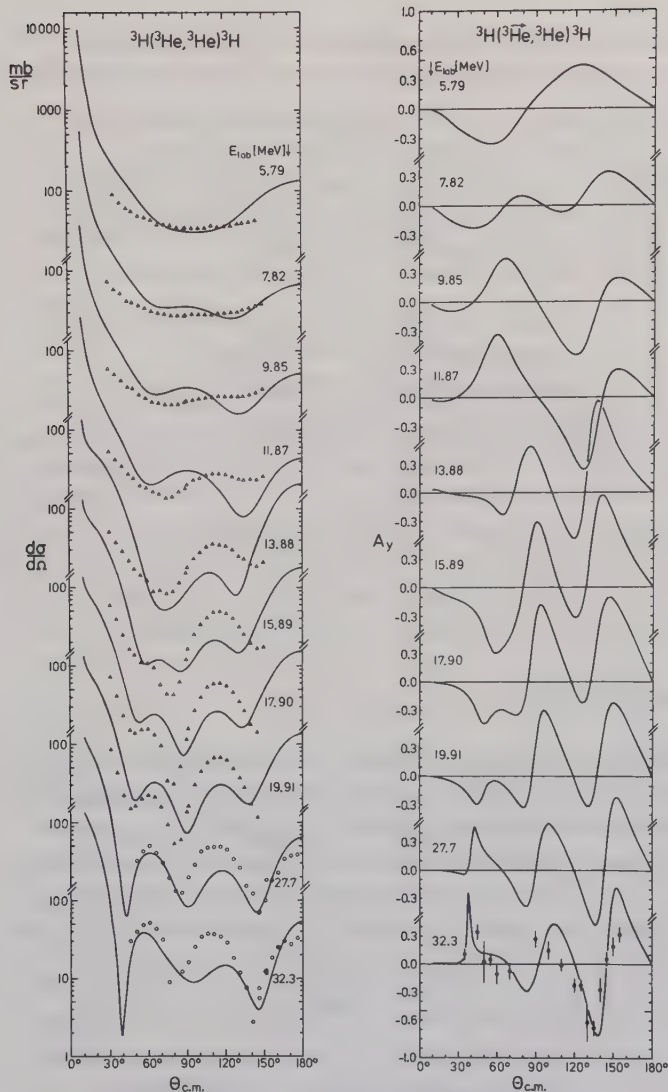


Abb. 4.2.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt (links) und Analysierstärke (rechts) der elastischen ${}^3\text{He}+{}^3\text{H}$ -Streuung für $E_{\text{lab}} = 6$ bis 33 MeV (Δ Ba 68, $\circ$ Ba 70, $\bullet$ V1 75). Die durchgezogenen Kurven sind Rechnungen nach dem optischen Modell mit den Parametern der Tabelle 4.2.1.

Resultate als der globale Parametersatz der Tabelle 4.2.1 .

Abgesehen von dem sehr viel tieferen Volumenpotential sind die erhaltenen Parameter sehr ähnlich denen der $d+^4\text{He}$ Streuung. Es ist jedoch festzustellen, daß die experimentellen Daten weniger gut beschrieben werden (Abb. 4.2.1) als bei der $d+^4\text{He}$ Streuung.

Tabelle 4.2.1 Parameter des optischen Potentials der elastischen $^3\text{He}+^3\text{H}$ Streuung
Einheiten sind MeV und fm. ($r_c=1.3$)

V_0	r_0	a_0	W_D	r_i	a_i	V_{ls}	r_{ls}	a_{ls}
$214+1.2E_{\text{lab}}$	1.20	0.60	$0.13E_{\text{lab}}$	2.80	0.60	4.75	1.20	0.60

4.3. Der Formfaktor

Für die Berechnung der "inneren" Matricelemente der Übergangsamplituden (2.3.1) und (2.3.2) wurde angenommen, daß der Beitrag der Wechselwirkungen $V_{d-3\text{He}} - U_{d-4\text{He}}$ bzw. $V_{d-t} - U_{d-4\text{He}}$ klein ist. Abschätzungen von Edwards et al. (Ed 73) zeigen, daß dieser Anteil einen um eine Größenordnung kleineren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert. Die inneren Matricelemente reduzieren sich damit zu:

$$(4.3.1) \quad \langle \varphi_{4\text{He}} \varphi_d | V_{d-n} | \varphi_t \varphi_{3\text{He}} \rangle$$

$$\text{und} \quad \langle \varphi_{4\text{He}} \varphi_d | V_{d-p} | \varphi_{3\text{He}} \varphi_t \rangle$$

Denkt man sich Deuteron und Nukleon im gemeinsamen Schwerpunkt vereinigt, so erhält man die Zero-Range-Näherung. Mit diesem Ansatz

$$(4.3.2) \quad \langle \varphi_d | V_{d-n} | \varphi_t \rangle = D_{on} \delta(\vec{r}_{dn}) \text{ mit } D_{on} = -E_{dn}^t \int \varphi_{dn}^t(\vec{r}_{dn}) d\vec{r}_{dn}$$

und entsprechend für $\langle \varphi_d | V_{d,p} | \varphi_{^3\text{He}} \rangle$ (siehe z.B. Sa 66) vereinfachen sich die inneren Matrixelemente weiter zu

$$(4.3.3) \quad D_{\text{on}} \langle \varphi_{^4\text{He}} | \varphi_{^3\text{He}} \rangle \quad \text{und} \quad D_{\text{op}} \langle \varphi_{^4\text{He}} | \varphi_t \rangle$$

Richter und Vincent (Ri 70) berechneten D_{on} und D_{op} , indem sie annahmen, daß Deuteron und Nukleon durch ein Hulthén-Potential gebunden sind, und sie Coulombeffekte in der Relativbewegung von d und p bis zu erster Ordnung berücksichtigten:

$$(4.3.4) \quad D_{\text{on}} = 159 \text{ MeV fm}^{3/2} \quad \text{und} \quad D_{\text{op}} = 145 \text{ MeV fm}^{3/2}$$

Ähnliche Werte werden von Thompson und Hering berichtet (Th 70). Die verbleibenden Überlappintegrale in (4.3.3) werden noch zerlegt in den Formfaktor und spektroskopischen Faktor:

$$(4.3.5) \quad \langle \varphi_{^4\text{He}} | \varphi_{^3\text{He}} \rangle = \sqrt{S_n} \varphi_{^3\text{He}-n}(\vec{r}_n) \quad \text{und} \quad \langle \varphi_{^4\text{He}} | \varphi_t \rangle = \sqrt{S_p} \varphi_{t-p}(\vec{r}_p)$$

Nimmt man reine Schalenmodellzustände an, so ergeben sich die spektroskopischen Faktoren nach MacFarlane und French (Ma 60):

$$(4.3.6) \quad S_n = S_p = 2$$

Zur Berechnung der Wellenfunktion der Relativbewegung von Nukleon und drei-Nukleonen-System wurde ein reiner $\vec{L}=0$ Transfer angenommen. Ferner sollen das jeweilige Nukleon und Masse-3-System durch ein Wood-Saxon-Potential gebunden sein mit der Geometrie:

$$(4.3.7) \quad r_0 = 1.25 \text{ fm}, \quad a_0 = 0.65 \text{ fm}$$

Die Potentialtiefe wurde so bestimmt, daß die jeweilige Separationsenergie $E_{^3\text{He}-n}^{^4\text{He}}$ bzw. $E_{t-p}^{^4\text{He}}$ ein Eigenwert wurde:

$$(4.3.8) \quad V_{^3\text{He}-n} = 74.37 \text{ MeV}, \quad V_{\text{ot-p}} = 74.54 \text{ MeV}$$

Das Potential zur Berechnung von $\varphi_{t-p}^{^4\text{He}}$ enthielt außerdem einen Coulombanteil einer homogen geladenen Kugel des Radius $r = r_c A^{1/3}$ mit $r_c = 1.3 \text{ fm}$.

Die in 2.2. aufgezählten Coulombunterschiede drücken sich also in der Rechnung durch unterschiedliche Zero-Range-Normalisierungsfaktoren und unterschiedliche Formfaktoren für Neutrontransfer und Protontransfer aus.

4.4. Diskussion der Modellrechnung

Die DWBA-Rechnungen wurden mit Hilfe des Computerprogramms DWUCK (Ku 74) durchgeführt. Es wurde so abgeändert, daß Neutron- und Protontransferamplitude (entsprechend 2.3.) kohärent addiert und über die möglichen Werte des Kanalspins im $^3\text{He-t}$ -Kanal $S=0,1$ (entsprechend 2.4.) summiert werden konnte.

Nachdem alle Beiträge zur Übergangsamplitude entsprechend Abschnitt 4.1. bis 4.3. bestimmt sind, verbleiben keine freien Parameter mehr. Wie der Vergleich mit dem Experiment in Abb. 4.4.1 zeigt, werden für beide gemessenen Energien die Winkelverteilungen sowohl des differentiellen Wirkungsquerschnitts als auch der Analysierstärke in der Größenordnung und Struktur richtig beschrieben. Für die Barshay-Temmer Größen $W(\Theta)$ (3.4.2) und $D(\Theta)$ (3.4.1) ersieht man aus Abb. 4.4.2, daß allein auf Grund der in Abschnitt 2.2. und 4.3. erläuterten Coulombunterschiede im Drei- und Viernukleonensystem Abweichungen von den aus der Ladungssymmetrie vorhergesagten Werten Null in der beobachteten Größenordnung zu erwarten sind. Eine zusätzliche Verletzung der Ladungssymmetrie durch die Kernkräfte muß also nicht angenommen werden.

Wie ein Vergleich mit Rechnungen in denen einmal

$D_{\text{on}} = D_{\text{op}}$ (punktlierte Linie in Abb. 4.4.2) und ein anderes Mal $\varphi_{^3\text{He-n}}^{^4\text{He}} = \varphi_{t-p}^{^4\text{He}}$ (gestrichelte Linie in Abb. 4.4.2) gesetzt wurde, zeigt, rührt der stärkere Beitrag zur Asymmetrie -wie erwartet- von den Coulombeffekten im Dreinukleonensystem ($D_{\text{on}} \neq D_{\text{op}}$) her.

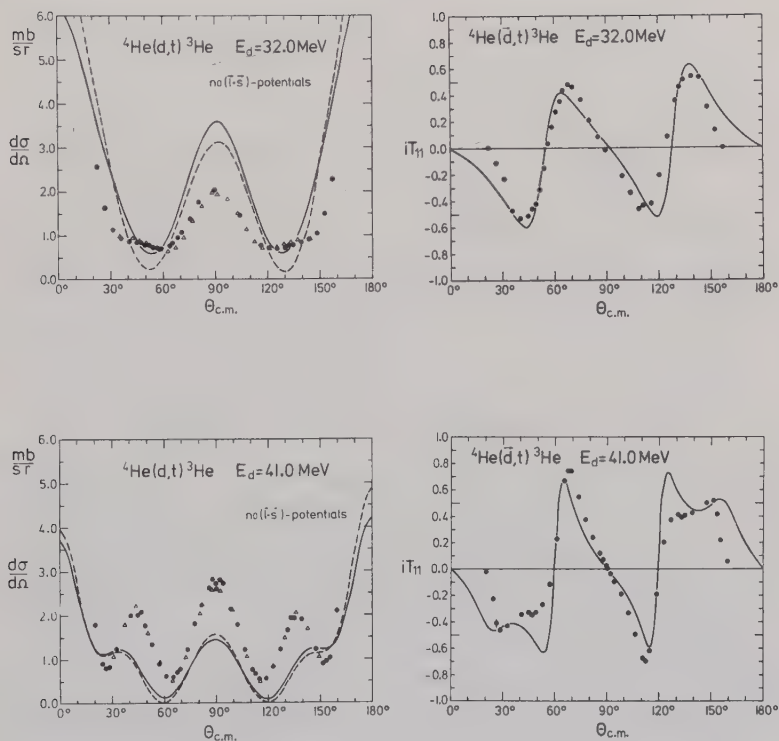


Abb. 4.4.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt (links) und Vektoranalysierstärke (rechts) der Reaktion ${}^4\text{He}(\vec{d}, t){}^3\text{He}$ für $E_d = 32 \text{ MeV}$ (oben) und $E_d = 41 \text{ MeV}$ (unten) mit DWBA-Rechnungen (Δ Gr 72)

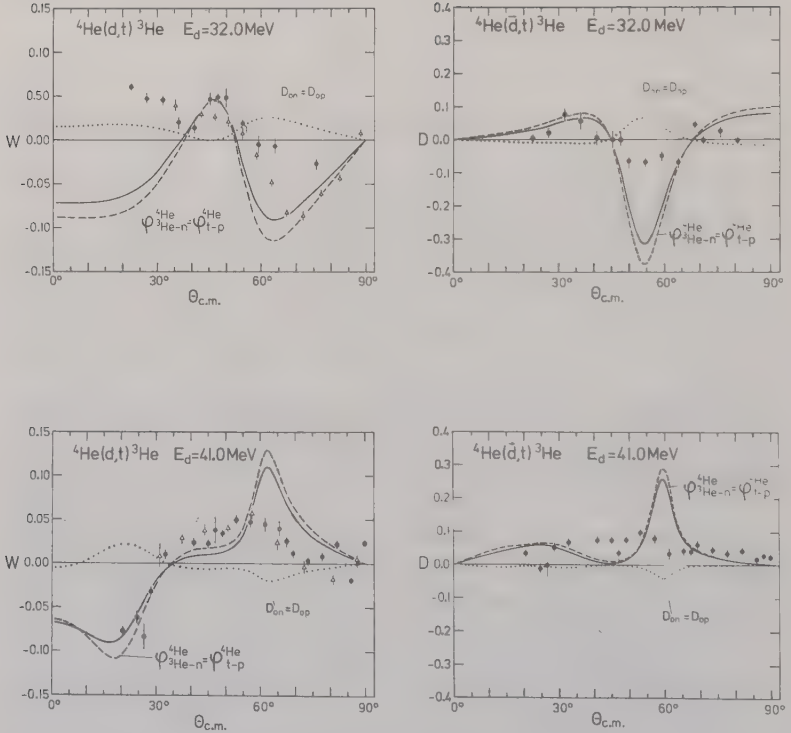


Abb. 4.4.2 Abweichungen von der Barshay-Temmer-Symmetrie des differentiellen Wirkungsquerschnitts (links) und der Vektoranalysierstärke (rechts) der Reaktion ${}^4\text{He}(\vec{d}, t){}^3\text{He}$ für $E_d = 32 \text{ MeV}$ (oben) und $E_d = 41 \text{ MeV}$ (unten) mit DWBA-Rechnungen ($\Delta \text{ Gr } 72$)

Betrachtet man die Partialwellenzerlegung der Übergangsamplitude, so kann man Relation (2.3.5) auch schreiben:

$$(4.4.1) \quad T(\Theta, \phi) = \sum_{L_f} (T_{nL_f}(\Theta, \phi) + (-1)^{L_f} T_{pL_f}(\Theta, \phi))$$

Für identische Teilchen ($T_n = T_p$) tragen also nur gerade Partialwellen bei und man erhält unmittelbar die erwarteten Symmetrien der Winkelverteilungen um 90° im Schwerpunktsystem. Abweichungen von den Symmetrien rühren also von Restinterferenzen der ungeraden und geraden Partialwellen her. Da die Legendrepolynome mit zunehmendem Grade für mittlere Winkel stärker um Null oszillieren, wird man für höhere Energien, wo mehr und mehr Partialwellen beteiligt sind, einen stärkeren Auslöschungseffekt erwarten oder mit anderen Worten abnehmende maximale Abweichungen $W_{\max}(\Theta, E)$ des Wirkungsquerschnitts mit zunehmender Energie. Dieser Trend wird in den bisherigen Messungen beobachtet (Abb. 4.4.4).

Abbildung 4.4.3 zeigt zum Vergleich Rechnungen für einige Energien dicht oberhalb der Schwellenenergie der Reaktion ($E_d = 21.5$ MeV). Die Winkelverteilungen entsprechen in Form und Größenordnung den gemessenen. Die Asymmetrien $W(\Theta, E)$ werden in der Form ebenfalls richtig wiedergegeben, erreichen jedoch etwas geringere Extremwerte als im Experiment. Allerdings wurde durch Variation der Parameter des Zentralpotentials der elastischen $^3\text{He} + ^3\text{H}$ -Streuung festgestellt, daß die bereits bei der Potentialparametersuche (Abschnitt 4.2.) beobachtete extreme Empfindlichkeit der Anpassung auf Änderungen dieser Parameter sich in der DWBA-Rechnung bei diesen niedrigen Energien wiederholt. Wählt man z.B. die Tiefe des Zentralpotentials 1 % tiefer, so erhält man Extrema der Asymmetrie $W_{\max}(\Theta, E)$ der experimentell beobachteten Größe. Das im folgenden diskutierte qualitative Verhalten der Asymmetrien $W(\Theta, E)$ und $D(\Theta, E)$ änderte sich bei diesen Parametervariationen jedoch nur wenig.

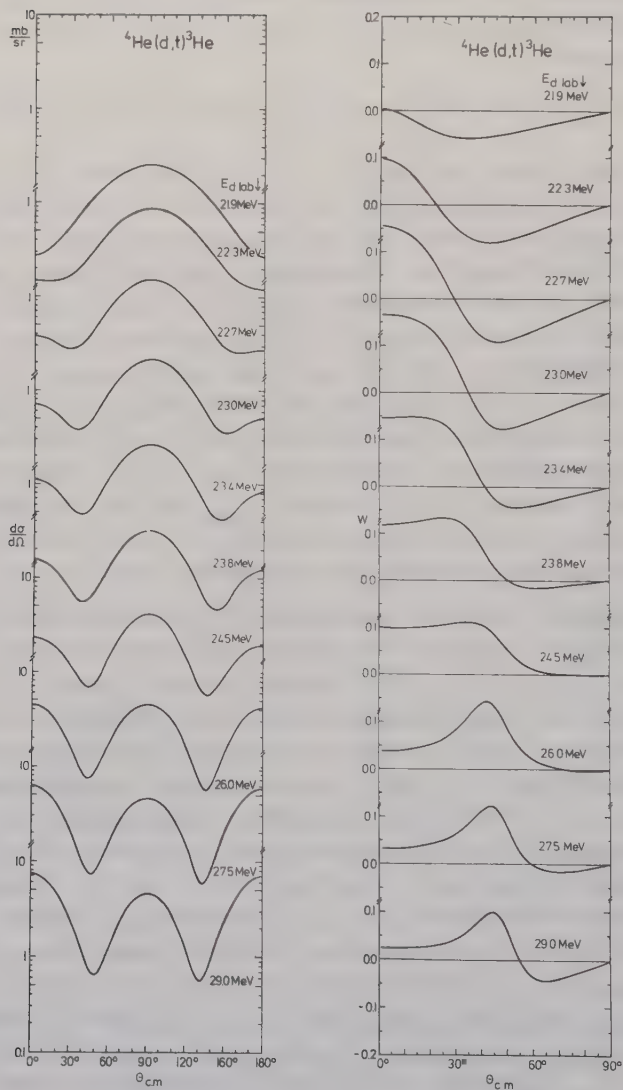


Abb. 4.4.3 DWBA-Rechnungen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt (links) und seine Abweichungen von der Barshay-Temmer-Symmetrie (rechts) der Reaktion ${}^4\text{He}(d,t){}^3\text{He}$ für $E_d = 22$ bis 29 MeV (entspr. $E_{\text{lab}}({}^3\text{He}+{}^3\text{H}) = 0.5$ bis 10 MeV)

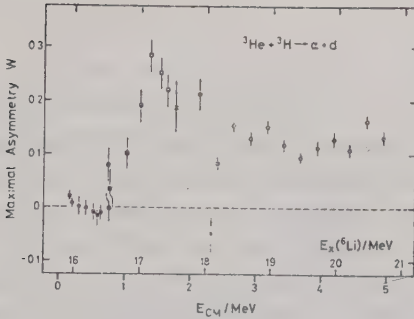


Abb. 4.4.4 Gemessene Extremwerte der Abweichungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion ${}^4\text{He}(d,t){}^3\text{He}$ von der Barshay-Temmer-Symmetrie (aus Sc 75) (● No73, ■ Kü63, □ Wa72, × Gr72, ○ Sc74)

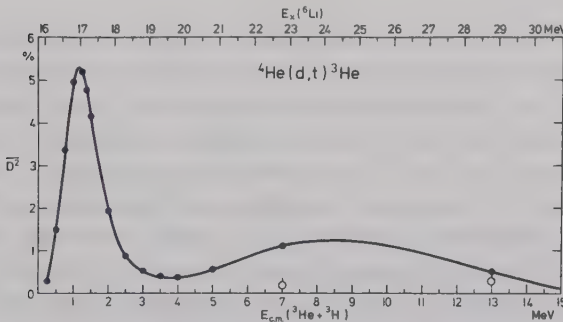
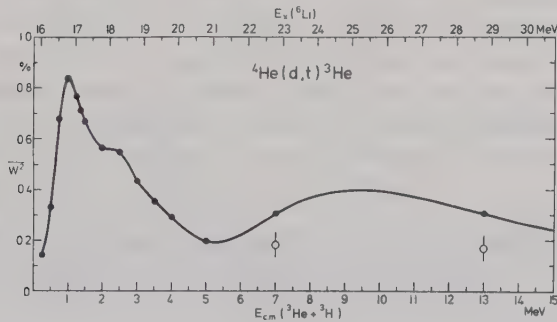


Abb. 4.4.5 Mittlere quadratische Abweichungen von der Barshay-Temmer-Symmetrie als Funktion der Energie für den differentiellen Wirkungsquerschnitt (oben) und die Vektoranalysierstärke (unten) der Reaktion ${}^4\text{He}(d,t){}^3\text{He}$ aus den DWBA-Rechnungen. Die durchgezogene Kurve verbindet nur die Punkte der Rechnungen.

Trägt man die mittleren quadratischen Asymmetrien

$$\overline{W^2}(E) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N W^2(\Theta_i, E) \text{ und } \overline{D^2}(E) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M D^2(\Theta_i, E)$$

der gerechneten Winkelverteilungen gegen die Energie im Schwerpunktsystem des $^3\text{He}+t$ -Kanals auf (Abb. 4.4.5), so sieht man, daß bei niedrigen Energien nur geringe Asymmetrien zu erwarten sind. Wie die DWBA-Rechnung zeigt, sind hier im $^3\text{He}+t$ -Kanal im wesentlichen nur s-Wellen beteiligt. Mit zunehmender Amplitude der p-Wellen treten stärkere Asymmetrien auf, die ein Maximum bei 1-1.2 MeV erreichen, wo die Amplituden der p-Wellen bereits groß, diejenigen der d-Wellen aber noch vergleichbar klein sind. Dann nimmt die Asymmetrie auf Grund des Auslöschungseffekts wieder ab. Analog verhalten sich die experimentellen Daten (Abb. 4.4.4), in denen ein Maximum der Asymmetrie $W(\Theta, E)$ bei 1.4 MeV gemessen wurde (Wa 72).

Die Energieabhängigkeit der Extremwerte der Symmetrieabweichung $W_{\max}(E)$ bei niedrigen Energien muß also nicht notwendig ein Resonanzverhalten sein, so wie Nocken et al. (No 73) und Schrieder et al. (Sc 75) es interpretieren.

Die Symmetrieabweichungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts $W(\Theta, E)$ und der Vektoranalysierstärke $D(\Theta, E)$ ergeben sich in dieser Modellrechnung aus Unterschieden in den Wellenfunktionen der Relativbewegung eines Nukleons im Drei- bzw. Vier-Nukleonensystem. Diese Unterschiede sind im wesentlichen durch die Coulombwechselwirkung bedingt. Da die resultierenden Asymmetrien leicht gemessen werden können, erscheint die Reaktion (1.1) einen experimentellen Zugang zu diesen Unterschieden in den Wellenfunktionen zu eröffnen.

Realistischere Wellenfunktionen, wie sie von mikroskopischen Theorien - z.B. Schalenmodellrechnungen (Ir74), der "Resonating-Group"-Methode (Ta 75) oder dem Modell von Hackenbroich (Ha 75) - zu erwarten sind, könnten anhand dieser Reaktion überprüft werden.

L i t e r a t u r :

- Aj 74 F. Ajzenberg-Selove und T. Lauritsen,
Nucl. Phys. A 227 (1974) 1
- Ba 64 S. Barshay und G. M. Temmer,
Phys. Rev. Letters 12 (1964) 728
- Ba 68 A. D. Bacher, R. J. Spiger und T. A. Tombrello,
Nucl. Phys. A 119 (1968) 481
- Ba 70 R. J. Batten, D. L. Clough, J. B. A. England,
R. G. Harris und D. H. Worledge,
Nucl. Phys. A 151 (1970) 56
- Ba 74 D. Bachelier, M. Bernas, J. L. Boyard, T. Hennino,
J. C. Jourdain, P. Radvanyi und M. Roy-Stephan,
Nucl. Phys. A 219 (1974) 573
- Co 75 H. E. Conzett, W. Dahme, Ch. Leemann, J. A. Macdonald
und J. P. Meulders, Proc. Fourth International
Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear
Reactions, Zürich 1975, im Druck
- Ed 73 S. Edwards, D. Robson, T. L. Talley, W. J. Thompson
und M. F. Werby, Phys. Rev. C8 (1973) 456
- Fi 73 S. Fiarman und W. E. Meyerhof, Nucl. Phys. A 206 (1973) 1
- Fi 75 S. Fiarman und S. Hanna, Nucl. Phys. A 251 (1975) 1
- Fo 69 H. T. Fortune, A. Richter und B. Zeidman,
Phys. Letters 30 B (1969) 175
- Ga 75 A. Gamp, P. Braun-Münzinger, C.K. Gelbke, H. L. Harney
H. G. Bohlen, W. Bohne, K. D. Hildenbrand,
J. Kusminski, W. von Oertzen und I. Tserruya,
Nucl. Phys. A 250 (1975) 341
- Gr 70 E. E. Gross, E. Newman, W. J. Roberts,
R. W. Rutkowski und A. Zucker, Phys. Rev. Letters 24
(1970) 473
- Gr 72 E. E. Gross, E. Newman, M. B. Greenfield,
R. W. Rutkowski, W. J. Roberts und A. Zucker,
Phys. Rev. C 5 (1972) 602
- Ha 75 H. H. Hackenbroich, Proc. Second Int. Conf. on
Clustering Phenomena in Nuclei, College Park,
Maryland, 1975, Seite 107

- Ka 74 O. Karban, S. Oh und W. B. Powell,
Phys. Rev. Letters 33 (1974) 1438
- Ku 74 P. D. Kunz, Univ. of Colorado, Boulder,
Colorado, Version 1974, unveröffentlicht
- Kü 63 B. Kühn und B. Schlenk, Nucl. Phys. 48 (1963) 353
- Li 69 T. K. Lim, Nucl. Phys. A 129 (1969) 259
- Ma 60 M. H. MacFarlane und J. B. French,
Rev. Mod. Phys. 32 (1960) 567
- MK 71 Madison Konvention, Polarization Phenomena in
Nucl. Reactions, Hrsg. H. H. Barshall und W. Haeberli,
Univ. of Wisconsin Press, Madison, Wisconsin, 1971
- Mu 71 A. Murakami, Phys. Letters 36 B (1971) 165
- Na 69 K. S. Nam, G. M. Osetinskii und V. A. Sergeev,
Yad. Fiz. 10 (1969) 705
(Übersetzung: Sov. J. Nucl. Phys. 10 (1970) 407)
- No 73 U. Nocken, U. Quast, A. Richter und G. Schrieder,
Nucl. Phys. A 213 (1973) 97
- Ok 67 K. Okamoto und C. Lucas, Nucl. Phys. B 2 (1967) 347
- Ra 69 J. Raynal, CEN Saclay Report DPh-T/69-42 (1969)
- Ri 70 A. Richter und C. M. Vincent,
Phys. Rev. Letters 25 (1970) 1460
- Ro 71 D. Robson und A. Richter, Annals of Physics 63 (1971) 261
- Ro 74 W. J. Roberts, E. E. Gross und E. Newman,
Phys. Rev. C 9 (1974) 149
- Sa 64 G. R. Satchler, Nucl. Phys. 55 (1964) 1
- Sa 66 G. R. Satchler, Some Topics in the Theory of
Direct Nuclear Reactions, in Lectures in Theoretical
Physics, Bd. VIII C, The University of Colorado Press,
Boulder, 1966, Seite 73
- Sc 74 G. Schrieder, H. Genz, A. Richter, W. von Witsch,
H. Paffe und B. Ruth, Proc. Int. Conf. on Few Body
Problems in Nuclear and Particle Physics, Laval,
Quebec, Canada, 1974
- Sc 75 G. Schrieder, H. Genz und A. Richter,
Nucl. Phys. A 247 (1975) 203
- Si 71 M. Simonius, Phys. Letters 37 B (1971) 446

- Si 74 M. Simonius, Lecture Notes in Physics 30
(Springer Verlag, Heidelberg 1974) Seite 38
- Ta 75 Y. C. Tang und D. R. Thompson, Proc. Second Int. Conf.
on Clustering Phenomena in Nuclei, College Park,
Maryland, 1975, Seite 119
- Th 70 W. J. Thompson und W. R. Hering,
Phys. Rev. Letters 24 (1970) 272
- Vl 75 R. Vlastou, J. B. A. England, O. Karban und
W. Dahme, Beschleunigerlabor München, Jahresbericht 1975,
im Druck
- vO 69 W. von Oertzen, J. C. Jacmart, M. Lin, F. Pougheon,
J. C. Roynette und M. Riou, Phys. Letters 28 B (1969) 482
- vO 70 W. von Oertzen, M. Lin, C. Caverzasio, J. C. Jacmart,
F. Pougheon, M. Riou, J. C. Roynette und C. Stephan,
Nucl. Phys. A 143 (1970) 34
- vO 73 W. von Oertzen, E. R. Flynn, J. D. Garrett und
E. Cosman, Phys. Rev. Letters 31 (1973) 724
- Wa 71 G. J. Wagner, C. C. Foster und B. Greenebaum,
Nucl. Phys. A 174 (1971) 123
- Wa 72 G. J. Wagner, G. Mairle, P. Kleinagel und R. Bilwes,
Proc. Int. Conf. on Few Particle Problems in the
Nuclear Interaction, Los Angeles, 1972, Hrsg. I. Slans,
S. A. Moskowsky, R. P. Haddock und W. T. H. van Oers
(North-Holland, Amsterdam, 1972) Seite 747
- We 74 M. F. Werby und D. Robson, Nucl. Phys. A 234 (1974) 346
- Wi 73 H. Willmes, Univ. of Moscow, Moskow, Idaho,
private Mitteilung 1973
- Yo 71 J. C. Young, A. B. Holman, I. Slaus und T. A. Cahill,
Phys. Letters 37 B (1971) 377
- Ir 74 J. M. Irvine, G. S. Mani, M. Vallieres,
Czech. J. Phys. B 24 (1974) 1269

Verzeichnis der Abbildungen:

	Seite
Abb. 1.1 Auszug aus dem Energieniveauschema des ${}^6\text{Li}$	4
Abb. 2.2.1 Schematische Darstellung des Ein-Nukleon-Transfer-Prozesses.	10
Abb. 3.1.1 Prinzip der experimentellen Anordnung	18
Abb. 3.3.1 Beispiel eines Teilchenidentifizierungsspektrums	21
Abb. 3.3.2 Beispiele von Energiespektren für t und ${}^3\text{He}$	21
Abb. 4.1.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt und Vektoranalysierstärke der elastischen $\vec{d}+{}^4\text{He}$ -Streuung	29
Abb. 4.2.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke der elastischen ${}^3\text{He}+{}^3\text{H}$ -Streuung	31
Abb. 4.4.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt und Vektoranalysierstärke der Reaktion ${}^4\text{He}(\vec{d}, t){}^3\text{He}$	35
Abb. 4.4.2 Abweichungen von der Barshay-Temmer-Symmetrie für die Reaktion ${}^4\text{He}(\vec{d}, t){}^3\text{He}$	36
Abb. 4.4.3 DWBA-Rechnungen für $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ der Reaktion ${}^4\text{He}(d, t){}^3\text{He}$ für $E_d = 22$ bis 29 MeV	38
Abb. 4.4.4 Gemessene Extremwerte der Barshay-Temmer-Symmetrieabweichungen als Funktion der Energie	39
Abb. 4.4.5 Mittlere quadratische Abweichungen von der Barshay-Temmer-Symmetrie als Funktion der Energie aus den DWBA-Rechnungen	39

Verzeichnis der Tabellen:

Tab. 3.4.1 Vektoranalysierstärke für $E_d = 32$ MeV	23
Tab. 3.4.2 Vektoranalysierstärke für $E_d = 41$ MeV	23
Tab. 3.4.3 Diff. Wirkungsquerschnitt für $E_d = 32$ MeV	24
Tab. 3.4.4 Diff. Wirkungsquerschnitt für $E_d = 41$ MeV	24
Tab. 4.1.1 Parameter des optischen Potentials der elastischen $\vec{d}+{}^4\text{He}$ -Streuung	28
Tab. 4.2.1 Parameter des optischen Potentials der elastischen ${}^3\text{He}+{}^3\text{H}$ -Streuung	32

An dieser Stelle möchte ich allen "88-ern", insbesondere jedoch Herrn Prof. Conzett, sehr herzlich danken für ihre Gastfreundschaft während meines unvergesslichen Aufenthalts in Berkeley, der zu dieser Arbeit führte. Ebenso möchte ich dem Deutschen Akademischen Austauschdienst für das Stipendium danken, das diesen Aufenthalt ermöglichte.

Herrn Prof. Buttle, der mit viel Geduld die theoretischen Aspekte dieser Arbeit mit mir diskutierte, möchte ich ebenfalls herzlich danken.

Schließlich, jedoch sicherlich nicht zuletzt, danke ich Herrn Prof. Meyer-Berkhout, dessen Unterstützung es mir erlaubte, diese Arbeit in München zu Ende zu führen.

At this point I wish to express my particular gratitude to all "88-ers", especially Prof. Conzett, for their hospitality during my unforgettable stay in Berkeley that led to this work. I'm grateful to the Deutscher Akademischer Austauschdienst as well for the scholarship that made possible this California sojourn.

Further I wish to thank Prof. Buttle, who patiently discussed the theoretical aspects of this work with me.

Last but certainly not least I want to thank Prof. Meyer-Berkhout, whose support allowed me to complete this work in Munich.

Wolfram Dahme

Lebenslauf

Am 13.9.1943 wurde ich als zweiter Sohn des Physikers Dr. Adolf Dahme und seiner Ehefrau Waltraute, geb. Zander, Hausfrau, in Neubrandenburg geboren.

Von 1950 bis 1954 besuchte ich die Volksschule in Clausthal-Zellerfeld (Harz) und Essen (Ruhr), von 1954 bis 1960 das altsprachliche Burggymnasium in Essen und von 1960 bis 1963 den altsprachlichen Zweig der Internatsschule Paul-Gerhardt-Schule in Laubach (Oberhessen), da meine Eltern nach La Spezia (Italien) übersiedelten. In Laubach legte ich am 19.2.1963 die Reifeprüfung ab.

Mit dem Sommersemester 1963 begann ich an der Christian-Albrechts-Universität in Kiel das Studium der Mathematik und Physik und bestand dort im November 1966 die Diplomvorprüfung in Mathematik.

Im Wintersemester 1966/67 setzte ich mein Studium an der Universität Hamburg fort und wechselte zum Sommersemester 1967 an die Ludwig-Maximilian-Universität in München. Dort bestand ich am 20.11.1967 die Diplom-Vorprüfung in Physik und schloß das Studium am 17.5.1971 mit der Diplom-Hauptprüfung ab.

Von September 1971 bis Juni 1973 gab mir ein Stipendium des Deutschen-Akademischen-Austauschdienstes Gelegenheit zu einem Studien- und Forschungsaufenthalt in Berkeley, California. Dort nahm ich am Lawrence Berkeley Laboratory bei Herrn Prof. Dr. H. E. Conzett am 88-inch-Cyclotron teil an Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Kernphysik von Systemen weniger Nukleonen unter vorwiegender Benutzung kernspinpolarisierter Deuteronen- und Protonenstrahlen.

Anschließend unternahm ich eine etwa achtmonatige Studienreise durch Zentral- und Südamerika.

Von März 1974 bis Dezember 1975 war ich als wissenschaftlicher Angestellter der Universität München mit Forschungsaufgaben im Bereich von Wenig-Nukleonen-Systemen und mit der Betreuung von Praktika und Übungen in Experimentalphysik betraut.

